DRUCKMESSUNGEN AN STOSSWELLEN IN FLÜSSIGKEITEN UND FESTKÖRPERN

Der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Düsseldorf
als Habilitationsschrift vorgelegt

von

KLAUS HOLLENBERG

Düsseldorf

Juni 1983

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543915_0026

Druckmessungen an Stoßwellen in Flüssigkeiten und Festkörpern

Der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Düsseldorf
als Habilitationsschrift vorgelegt

von
Klaus Hollenberg

Düsseldorf
Juni 1983

A b s t r a c t

HOLLENBERG, KLAUS:

DRUCKMESSUNGEN AN STOSSWELLEN IN FLÜSSIGKEITEN UND FESTKÖRPERN

Ziel der vorliegenden Arbeit war, spezielle Meßverfahren für Stoßwellendrücke weiterzuentwickeln und sie zur Bestimmung von Stoßwellendaten auf inerte Festkörper und Flüssigkeiten und auf reaktive Medien anzuwenden. Zur Erzeugung der Stoßwellen wurde die Einkopplung von Detonationswellen aus einem brisanten Sprengstoff benutzt.

Eine zeitaufgelöste Druckmessung ist mit einfachen Kohle-Masse-Widerständen von 470 Ω bis zu 120 kbar und bei 4700 Ω bis zu 230 kbar möglich und wurde durch Messungen mit Stoßwellen in Wasser kalibriert. Die erreichten Standzeiten der Kohle-Masse-Widerstände reichen von wenigen Mikrosekunden bei hohen Drücken bis zu mehr als 20 µs bei Druckwerten unter 20 kbar. Die Zeitauflösung ist durch die Laufzeit der Stoßwelle durch das 1 mm dicke Widerstandselement bedingt und liegt im Bereich von 0,1 µs bis 1 µs. Die Weg-Zeit-Kurven für die Messungen mit den Kohle-Masse-Widerständen, die in einer einzigen Anordnung bei Druckvariationen über mehr als zwei Größenordnungen durchgeführt wurden, konnten alle durch den gleichen Typ einer Ausgleichsfunktion beschrieben werden, bei der das Verhalten in der akustischen Näherung vorgegeben wird.

Die Meßverfahren zur Stoßwellendruckmessung durch Röntgenabsorption, mit Kohle-Masse-Widerständen und durch die Geschwindigkeitsmessung an einer freien Oberfläche wurden in Festkörpern und Flüssigkeiten eingesetzt. Die gemessenen Hugoniot-Kurven stimmen weitgehend mit denen anderer Autoren überein. Beim Tetrachlorkohlenstoff wurde bei 22 kbar ein Übergang zwischen zwei Teilen der Hugoniot-Kurve gefunden, der den aus statischen Messungen bekannten Phasenübergang anzeigt. An Sprengstoffmischungen aus RDX/TNT und HMX/TNT wurde der Chapman-Jouguet-Druck aus der Röntgenabsorption bestimmt. Die Ergebnisse zeigen eine lineare Abhängigkeit des Detonationsdruckes von der Ausgangsdichte. In der Extrapolation können auch für reines RDX und TNT Werte angegeben werden, die sich in den unteren Teil des breiten Spektrums der Literaturwerte einfügen.

I n h a l t Seite

I. Einleitung 1

II. Grundlagen der Ausbreitung und Erzeugung von Stoßwellen 4

1. Stoßwellen in inerten Medien 5

2. Stoßwellenübergang an Grenzflächen 10

3. Sprengstoffe und Detonationswellen 14

4. Verfahren zur Erzeugung von Stoßwellen in kondensierten Medien 20

III. Meßverfahren für dynamische Drücke 24

1. Übersicht der Meßverfahren in der dynamischen Hochdruckphysik 25

2. Druckmessungen nach der Methode der Geschwindigkeit einer freien Oberfläche 32

3. Stoßwellendruckmessung mit Röntgenabsorption 35

1. Aufnahmeverfahren 36

2. Röntgenabsorption und Aufnahmematerial 37

3. Auswertverfahren für die Röntgenabsorptionsmessung 44

4. Kohle-Masse-Widerstände als Druckaufnehmer 51

1. Meßaufbau für Kohle-Masse-Widerstände 51

2. Stoßwellenmessungen in Wasser 58

3. Kalibrierung der Druckabhängigkeit der 470-Ω-Widerstände 66

4. Kalibrierung von 47- und 4700-Ω-Widerständen 73

Seite

III. 4. 5. Zeitaufgelöste Messung der Stoßwellenreflexion 76

IV. Ergebnisse der Stoßwellendruckmessung in inerten Materialien 86

1. Messungen in Festkörpern 88

1. Polymethylmethacrylat 90

1a. Röntgenabsorptionsmessung 90

1b. Druckmessung mit Kohle-Masse-Widerständen 92

1c. Hugoniot-Kurve 95

2. Aluminium 98

2a. Röntgenabsorptionsmessung 98

2b. Geschwindigkeitsmessung mit Pin-Kontakt-Sonden 100

2c. Hugoniot-Kurve 102

3. Polyvinylchlorid 103

3a. Röntgenabsorptionsmessung 104

3b. Hugoniot-Kurve 105

2. Messungen in Flüssigkeiten 106

1. Glycerin 107

1a. Meßergebnisse 107

1b. Hugoniot-Kurve 110

2. Methanol 111

2a. Meßergebnisse 111

2b. Hugoniot-Kurve 114

3. Tetrachlorkohlenstoff 115

3a. Meßergebnisse 115

3b. Hugoniot-Kurve 118

Seite

V. Druckmessungen in reaktiven Medien 120

1. Röntgenabsorptionsmessungen an RDX/TNT- und HMX/TNT-Mischungen 120

2. Hugoniot-Kurve und Isentrope der Schwaden des RDX/TNT 60/40 128

3. Chapman-Jouguet-Druck für PETN-formbar und für Ammongelit 3 131

4. Vergleichende Druckmessungen mit Röntgenabsorption und Kohle-Masse-Widerständen in Sprengstoffen 133

5. Druckmessungen an Stoß- und Detonationswellen in Nitromethan 140

VI. Zusammenfassung 146

VII. Literaturverzeichnis 150

VIII. Schlußbemerkungen 163

I. Einleitung

Während der Erfahrungsbereich des Menschen an der Erdoberfläche durch den Luftdruck von 1 bar (= 10^5 Pa) geprägt ist und selbst an den tiefsten Stellen der Weltmeere nur ein hydrostatischer Druck von 1 kbar herrscht, befindet sich das Innere der Erde unter wesentlich höheren Drücken. An der Grenze des Erdmantels, auf etwa dem halben Weg zum Erdmittelpunkt, herrscht ein Druck von 1,4 Mbar, und der Druck steigt bis zum Zentrum schließlich auf 3,6 Mbar.

Die labormäßige Beherrschung hoher Drücke begann im 18. Jahrhundert mit einer oberen Grenze von 100 bar. Bis zum Ende des 19. Jahrhunderts wurden von H. Amagat 3 kbar erreicht. Entscheidend wurde die Hochdruckphysik in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts durch P.W. Bridgman geprägt. Mit den von ihm konzipierten, kaskadenförmig aufgebauten Hochdruckpressen können Drücke bis zu 150 kbar erzeugt werden. Solche Pressen werden auch heute noch für technische Anwendungen benutzt - so für die Herstellung synthetischer Diamanten bei erhöhten Temperaturen und einem Druck von 100 kbar. Die mit diesem Prinzip erreichte Druckgrenze konnte erst durch ein neues Konzept - die Diamant-Zelle - von Weir et al. <1> und Jamieson et al. <2> überschritten werden. Damit ist es möglich, statische Drücke von über 1 Mbar <3> zu erzeugen.

Parallel zur Erzeugung hoher Drücke wurden auch entsprechende Methoden zu ihrer Messung entwickelt. Das bei kleinen

Drücken weit verbreitete Bourdon-Manometer, bei dem die Streckung einer gekrümmten Röhre unter der Einwirkung eines Druckes ausgenutzt wird, ist bis zu etwa 15 kbar einsetzbar. Mit Druckwaagen kommt man bis etwa 25 kbar. Darüber hinaus gibt es keine direkten Methoden der Druckmessung. Die Schwierigkeiten der Festlegung einer auf Phasenumwandlungspunkten basierenden Druckskala macht die Rücknahme des CdS-Fixpunktes deutlich, dessen bis zum Jahre 1971 gültiger Wert von 460 kbar schließlich ab 1975 auf 222 kbar zurückgenommen werden mußte <4>. Ab 1975 kann das Problem der Druckmessung in der statischen Hochdruckphysik durch die Einführung der Methode der Wellenlängenverschiebung der Rubin-R_1-Fluoreszenz durch die Arbeiten von Piermarini et al. <4>, <5> als gelöst angesehen werden. Diese druckabhängige Verschiebung verläuft im Bereich bis zu 300 kbar nahezu linear; die Erweiterung des Anwendungsbereiches bis zu 1 Mbar wurde von Mao et al. <6> angegeben.

Die Entwicklung der dynamischen Hochdruckphysik - hier werden die Drücke durch Stoßwellen erzeugt - begann während des zweiten Weltkrieges. Die Ergebnisse sind in den aneinander anschließenden Übersichtsartikeln von Rice et al. <7>, Duvall und Fowles <8> und Murri et al. <9> zusammengefaßt. Während die Druckerzeugung bis hin zu 10 Mbar zum Teil mit sehr einfachen Methoden möglich ist, macht die Messung erhebliche Schwierigkeiten, da die Druckdauer typisch auf Zeiten der Größenordnung Mikrosekunden begrenzt ist. Die meisten Meßverfahren der statischen Hochdruckphysik scheiden dafür

prinzipiell aus. Außerdem muß bei der Übertragung von Ergebnissen aus statischen Messungen berücksichtigt werden, daß die statischen Versuche gewöhnlich isotherm geführt werden, während das bei dynamischen Versuchen nicht möglich ist. Die mit einer Stoßwelle verbundene Temperaturerhöhung hat bei fast allen zur Messung herangezogenen druckabhängigen Effekten einen Einfluß.

Andererseits sind aber bei der Messung hoher dynamischer Drücke absolute Verfahren möglich, die im Vergleich zu statischen Methoden eine wesentlich höhere Genauigkeit haben. So beruht die Interpolationsformel für die Rubin-Fluoreszenz zwischen 300 kbar und 1 Mbar von Mao et al. <6> auf Stoßwellendaten der Elemente Silber, Kupfer, Palladium und Molybdän.

Zustandsgleichungen für Materie unter dynamisch hohen Belastungen sind erforderlich zur Beschreibung der Phänomene beim Auftreffen von Meteoren und Meteoriten. Weitere Beispiele sind die Geophysik und die technischen Anwendungen der dynamischen Hochdruckphysik beim explosiven Umformen und Plattieren. Hierbei spielen Drücke im Megabar-Bereich bei Druckdauern im Mikrosekunden-Bereich eine Rolle. Um einige Größenordnungen höher liegen die Drücke bei den Experimenten zur Laserfusion, wobei hinzukommt, daß die Zeiten entsprechend kleiner sind und dadurch die Meßtechnik erheblich schwieriger wird.

II. Grundlagen der Ausbreitung und Erzeugung von Stoßwellen

Unter Stoßwellen versteht man Dehnungswellen großer Amplitude, auf die sich die bei kleinen Amplituden gültigen Ergebnisse der Akustik nicht mehr anwenden lassen. Um die Messungen und ihre theoretische Erklärung zu vereinfachen, ist es vorteilhaft, ebene Stoßwellen zu verwenden, bei denen die Belastung der Probe uniaxial erfolgt. Hier liegt bereits ein wesentlicher Unterschied zu den Methoden der statischen Hochdruckphysik, wo die Belastung gewöhnlich allseitig erfolgt.

Breitet sich eine Stoßwelle in einem Medium aus, in dem die Kompressibilität mit steigendem Druck abnimmt, so steilt sich die Welle in ihrem Lauf auf, bis sie schließlich durch nicht konservative Kräfte in ihrer Amplitude begrenzt wird und als stationäre Welle mit der Stoßwellengeschwindigkeit u_s, die nur noch von der Druckamplitude abhängt, durch das Medium läuft.

Die Beschreibung einer Stoßwelle kann nicht allein durch die unten angegebenen Erhaltungsgleichungen erfolgen. Es ist eine weitere, vom Material abhängige Zustandsgleichung erforderlich. Ein Beispiel für solch eine Zustandsgleichung ist das Hooke'sche Gesetz, das aber für die Beschreibung einer Stoßwelle in einem Material ebenso wenig geeignet ist wie etwa die Zustandsgleichung ρ = const. (ρ Dichte) einer inkompressiblen Flüssigkeit. Die Zustandsgleichung für ein ideales Gas $p = (\gamma-1)*E/V$ (p Druck, E spezifische innere

Energie, $V = 1/\rho$ spezifisches Volumen, $\gamma = c_p/c_v$ Verhältnis der spezifischen Wärmen) ist auf Festkörper und Flüssigkeiten allenfalls bei sehr hohen Drucken anwendbar. Vor allem bei Problemen, bei denen die Stoßwellenaufheizung des Mediums eine Rolle spielt, wird die Mie-Grüneisen-Gleichung (Grüneisen <10>) viel benutzt, die sich aus der Gittervibrationstheorie herleiten läßt. Für die Auswertung der vom Verfasser im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente wurde keine spezielle Form der Zustandsgleichung angenommen. Es wurde vielmehr versucht, die Meßwerte durch geeignete Ausgleichsfunktionen zu beschreiben, ohne daß diesen Funktionen eine Bedeutung im Sinne einer solchen, theoretisch herleitbaren Zustandsgleichung zukommen soll.

II.1. Stoßwellen in inerten Medien

Eine ausführliche theoretische Behandlung von Stoßwellenphänomenen findet man in den Lehrbüchern der Hydrodynamik <11>, <12>. Darstellungen, die auch für nicht-stationäre Stoßwellen gültig sind, findet man bei Fowles und Williams <13> und bei Murri et al. <9>. Darüber hinaus gehende Theorien findet man in den Handbuchartikeln von Nunziato et al. <14> und von Thurston <15> für viskoelastische Festkörper und von Chen <16> für Materialien mit Gedächtnis.

Da die Experimente zur vorliegenden Arbeit alle an stationären Detonationswellen oder an schwach gedämpften Stoßwellen ausgeführt wurden, ist es ausreichend, sich bei diesen punkt-

weisen Messungen für die Deutung auf stationäre Stoßwellen zu beschränken, deren Verhalten allein durch die mechanischen Erhaltungssätze beschrieben werden kann.

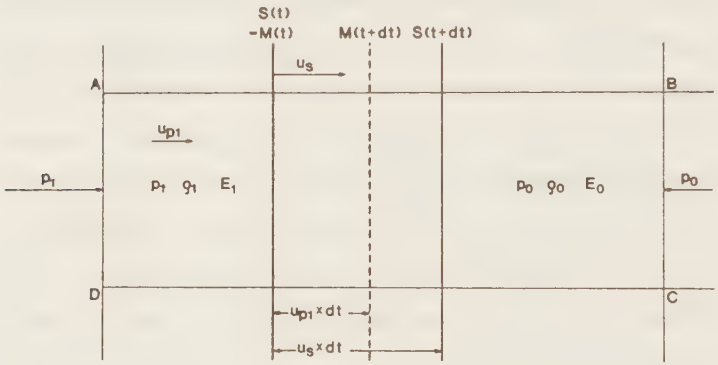

Abb. 2.1: Ausbreitung einer Stoßwelle S(t) in einem homogenen Medium (nach Duvall und Fowles <8>).

Wird auf die Grenzfläche AD eines im rechten Halbraum unendlich weit ausgedehnten, ruhenden, homogenen Mediums nach Abb. 2.1 plötzlich ein Druck p_1 ausgeübt, so pflanzt sich die dadurch verursachte Störung von der Grenzfläche als Stoßwelle S in das Medium hinein fort. Die Geschwindigkeit dieser Stoßwelle sei u_s. Dabei wird als Stoßwelle diejenige Fläche betrachtet, in der sich die physikalischen Größen Druck p, Dichte ϱ, Partikelgeschwindigkeit u_p und spezifische innere Energie E von den mit "0" indizierten Werten vor der Stoßwelle diskontinuierlich auf die mit "1" indizierten Werte hinter der Stoßfront ändern.

Zur Herleitung der Erhaltungssätze für eine eindimensionale Strömung in einem ideal fluiden Medium wird die Stoßwelle S

zu den beiden Zeitpunkten t und t+dt betrachtet. Während sich die Stoßwelle von S(t) bis S(t+dt) bewegt, gelangen die Partikel, die zum Zeitpunkt t als M(t) von der Stoßwelle erfaßt werden, mit der Geschwindigkeit u_p bis M(t+dt).

Unter diesen Voraussetzungen folgt aus der Erhaltung der Masse:

$$\rho_0 * u_s = \rho_1 * (u_s - u_{p1}), \tag{2.1}$$

und entsprechend aus der Erhaltung des Impulses:

$$p_1 - p_0 = \rho_0 * u_s * u_{p1}. \tag{2.2}$$

Bei Vernachlässigung von Energieverlusten durch Strahlung und Wärmeleitung und von Energiequellen und Energiesenken in der Stoßfront folgt der Energiesatz in der Form:

$$p_1 * u_{p1} = \frac{1}{2} * \rho_0 * u_s * u_{p1}^2 + \rho_0 * u_s * (E_1 - E_0). \tag{2.3}$$

Aus den Gleichungen (2.1) bis (2.3) erhält man die als Rankine-Hugoniot-Gleichung bekannte Formulierung des Energiesatzes:

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} * (p_0 + p_1) * (V_0 - V_1). \tag{2.4}$$

Dabei ist $V = 1/\rho$ das spezifische Volumen.

Die Gültigkeit dieser Erhaltungssätze auch für gekrümmte Stoßwellen wurde von Bleakney und Taub <17> gezeigt. Der Einfluß des - im Gegensatz zur obigen Voraussetzung - kontinuierlichen Überganges der Stoßwellenparameter in einer endlich ausgedehnten Zone der Stoßwelle kann vernachlässigt

werden, da die Übergangszeit kurz ist gegen die zeitliche Auflösung der benutzten Meßverfahren. Die oben hergeleiteten Erhaltungssätze gelten auch bei endlichen Übergangszonen, wenn man sich auf die Betrachtung des Ausgangszustandes vor der Stoßfront und des Endzustandes hinter der Übergangszone beschränkt.

Setzt man die Größen im ungestörten Medium als bekannt oder zumindest als leicht meßbar voraus, so verbleiben in dem System aus den 3 Gleichungen (2.1), (2.2) und (2.3) bzw. aus (2.1), (2.2) und (2.4) die 5 unbekannten Größen u_s, u_{p1}, ϱ_1, p_1 und E_1-E_0. Das bedeutet, daß man von diesen 5 Variablen nur 2 unabhängig wählen kann. So ist zum Beispiel durch jedes Wertepaar (p_1, V_1) eine Stoßwelle in einem bestimmten Material vollständig bestimmt, die von einem festen Grundzustand (p_0, V_0) ausgeht.

Die Gesamtheit aller Punkte (p_1, V_1), die vom gleichen Grundzustand (p_0, V_0) ausgehen, bezeichnet man als Hugoniot-Kurve. Der typische Verlauf einer solchen Hugoniot-Kurve ist in Abb. 2.2 in einem p,V-Diagramm dargestellt. Die geradlinige Verbindung des Ausgangszustandes (p_0, V_0) mit dem Endzustand (p_1, V_1) bezeichnet man als Rayleigh-Gerade der Stoßwelle. Der Absolutbetrag ihrer Steigung läßt sich aus den Gleichungen (2.1) und (2.2) berechnen als:

$$\frac{p_1-p_0}{V_0-V_1} = (\varrho_0 * u_s)^2 . \qquad (2.5)$$

Unter Vernachlässigung des Ausgangsdruckes p_0 (= 1 bar) ge-

gen den Stoßwellendruck p_1 läßt sich die Gleichung (2.5) in einer Form schreiben, die für die Darstellung von gemessenen Hugoniot-Kurven häufig benutzt wird:

$$p_1 = \varrho_0 * u_s^2 * (1 - V_1/V_0). \qquad (2.6)$$

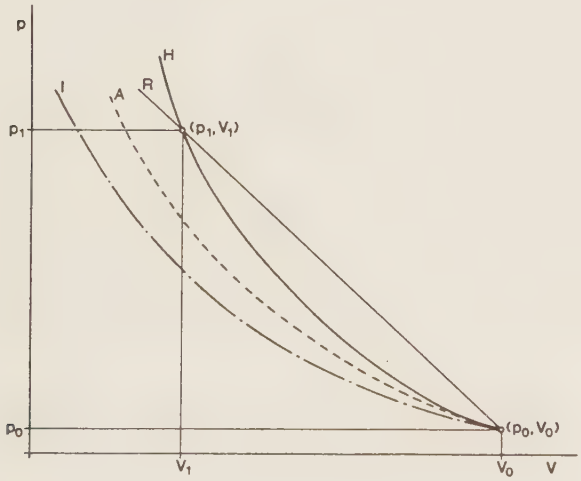

Abb. 2.2: Hugoniot-Kurve H und Rayleigh-Gerade R einer Stoßwelle; Isotherme I und reversible Adiabate A zum Vergleich.

Bei vorgegebener Hugoniot-Kurve kann man mit Hilfe der gemessenen Stoßwellengeschwindigkeit u_s die Rayleigh-Gerade angeben. Der Endzustand der Stoßwelle ergibt sich dann als Schnittpunkt dieser Rayleigh-Geraden mit der Hugoniot-Kurve. Bei dieser Betrachtung sind diejenigen Besonderheiten nicht berücksichtigt, die sich etwa durch den Übergang von einem elastischen zu einem plastischen Bereich ergeben und die zur Aufspaltung der Stoßwelle führen.

Zum Vergleich sind in das p,V-Diagramm noch die Isotherme und die reversible Adiabate (Isentrope) vom gleichen Ausgangszustand eingezeichnet. Die Isentrope verläuft gegenuber der Isotherme steiler, weil die Temperaturerhöhung einen größeren Druck erfordert, um eine vorgegebene Verdichtung zu erreichen. Die Hugoniot-Kurve verläuft demgegenüber noch steiler. Zwar besteht auch hier kein Wärmeaustausch mit der Umgebung, es treten aber irreversible Prozesse in der Stoßwelle auf - die Entropie nimmt zu -, die zu einer weiteren Temperaturerhöhung führen. Außerdem ist zu beachten, daß bei den reversiblen Zustandsänderungen die Zwischenzustände auf der jeweiligen Zustandskurve liegen, während die Hugoniot-Kurve nur die erreichten Endzustände angibt.

Für den Ausgangszustand stimmen Isentrope und Hugoniot-Kurve - die auch als Stoß-Adiabate bezeichnet wird - bis zur zweiten Ordnung überein.

Durch die Hugoniot-Kurve werden Verdichtungsstöße - $p_1 > p_0$ - beschrieben; für diese ist die Stoßwellengeschwindigkeit u_s größer als die Schallgeschwindigkeit c_0. Im Grenzfall der akustischen Näherung wird $u_s = c_0$. Legt man an die Grenzfläche in Abb. 2.1 einen Druck $p_1 < p_0$, so läuft eine Verdünnung mit Schallgeschwindigkeit in das Medium hinein. Da sich in diesem Fall die Entropie nicht ändert, ist die zugehörige Kurve im Zustandsdiagramm eine Isentrope.

II.2. Stoßwellenübergang an Grenzflächen

Für die Beschreibung der Stoßwellenerzeugung und auch für

die Grundlagen einiger Verfahren zur Messung von Stoßwellendrücken ist die Darstellung der Hugoniot-Kurve in einem p,u_p-Diagramm besser geeignet als das im Abschnitt II.1. gewählte p,V-Diagramm.

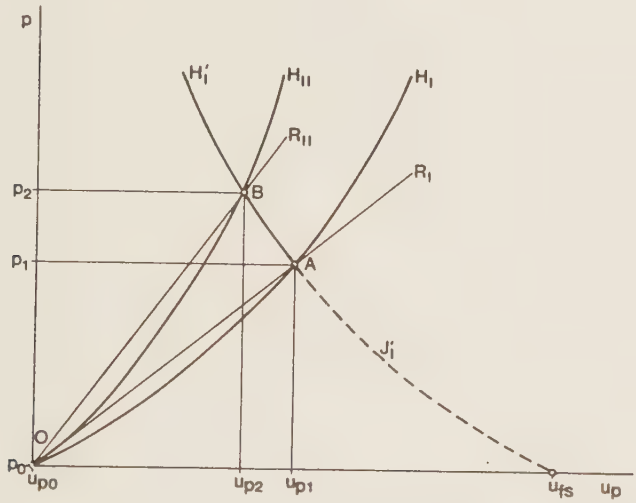

Abb. 2.3: Stoßwellendruck p als Funktion der Partikelgeschwindigkeit u_p. Hugoniot-Kurve H_I eines Mediums I und Stoßwellenübergang in ein Medium II mit größerer Stoßwellenimpedanz.

Die Rayleigh-Gerade als Verbindung des Ausgangszustandes 0 mit dem Endzustand A in Abb. 2.3 hat nach Gleichung (2.2) in dieser Darstellung die Steigung:

$$\frac{p_1-p_0}{u_{p1}-u_{p0}} = \rho_0 * u_s . \qquad (2.7)$$

Das Produkt $\rho_0 * u_s$ wird in Analogie zum Schallwellenwiderstand als Stoßwellenimpedanz bezeichnet.

Bei Kenntnis der Hugoniot-Kurve läßt sich der Zustandspunkt A einer Stoßwelle als Schnittpunkt der Rayleigh-Geraden R_I und der Hugoniot-Kurve H_I mit Hilfe der gemessenen Stoßwellengeschwindigkeit u_s nach Gleichung (2.7) bestimmen. Trifft diese Stoßwelle senkrecht auf eine Grenzfläche zu einem Medium II, das durch die Hugoniot-Kurve H_{II} charakterisiert wird, so wird in dieses Medium eine Stoßwelle eingekoppelt.

Nachdem die Stoßfront die Grenzfläche passiert hat, gilt für die durch den Index "2" gekennzeichnete Stoßwelle im Medium II und für die reflektierte Stoßwelle (bzw. die Verdünnung) im Medium I aus Stetigkeitsgründen: $u_{p2I} = u_{p2II}$ und $p_{2I} = p_{2II}$. Das bedeutet, daß der gemeinsame Zustandspunkt B in der Grenzfläche nach dem Passieren der Stoßfront durch den Schnittpunkt der Hugoniot-Kurve H_{II} mit der Hugoniot-Kurve H_I' bzw. der Isentrope J_I' gegeben ist. Wegen der Umkehr der Laufrichtung gehören hier die höheren Drücke zu den kleineren Partikelgeschwindigkeiten. Bei der in kondensierten Medien häufig erlaubten Vernachlässigung der Entropieänderung sind H_I' und J_I' identisch mit der Kurve, die durch Spiegelung der Hugoniot-Kurve H_I an einer Parallelen zur p-Achse durch den Punkt A entsteht.

Wenn die Hugoniot-Kurve H_{II} unbekannt ist, läßt sich B auch durch den Schnittpunkt mit der Rayleigh-Geraden der Stoßwelle im Medium II finden. Von dieser Methode macht man bei der Anwendung des sogenannten Impedanz-Verfahrens zur Bestimmung einer Hugoniot-Kurve Gebrauch.

Aus Abb. 2.3 kann man entnehmen, daß ein Verdichtungsstoß mit $p_2 > p_1$ von der Grenzfläche in das Medium I zurückläuft, wenn $\varrho_{0I} * u_{sI} < \varrho_{0II} * u_{sII}$ ist; das heißt, wenn die Stoßwellenimpedanz des ersten Mediums kleiner ist als die des zweiten. Ist im umgekehrten Fall $\varrho_{0I} * u_{sI} > \varrho_{0II} * u_{sII}$, wird eine Verdünnungswelle mit $p_2 < p_1$ reflektiert. Bei der Gleichheit der Stoßwellenimpedanzen tritt keine Reflexion an der Grenzfläche auf; die beiden Medien sind stoßwellenmäßig angepaßt.

Der Grenzfall der Reflexion an einer starren Wand ($u_{p2} = 0$; $\varrho_{0II} * u_{sII} = \infty$) kann durch zwei gegeneinander laufende Stoßwellen realisiert werden. Näherungsweise kann diese Reflexion auch bei Materialien mit möglichst großem Schallwellenwiderstand erreicht werden.

Der entgegengesetzte Sonderfall liegt vor, wenn das Medium II ein Vakuum ist. Hier ist $p_2 = 0$ und es wird an dieser "freien Oberfläche" die größtmögliche Partikelgeschwindigkeit u_{fs} erreicht. Falls man die Isentrope mit der Hugoniot-Kurve gleichsetzen kann, folgt aus der Spiegelung an der Achse durch den Punkt A der Abb. 2.3 für die Geschwindigkeit der freien Oberfläche:

$$u_{fs} = 2 * u_{p1}. \tag{2.8}$$

Verwendet man statt des Vakuums auf der Seite der freien Oberfläche ein Gas, so hat das keinen meßbaren Einfluß, da sich die Stoßwellenimpedanzen um etwa 3 Größenordnungen unterscheiden. Auf die Frage, wie weit die Voraussetzung der

Gleichheit der beiden Zustandskurven bei den einzelnen Messungen erfüllt ist, ist keine allgemeingültige Antwort möglich. Es treten nicht nur Fehler durch die endlichen Entropieänderungen bei hohen Drücken auf - Werte dazu wurden von Al'tshuler et al. <18> angegeben -, sondern auch bei niedrigen Drücken, wenn das Material etwa ein elastisch-plastisches Verhalten zeigt.

II.3. Sprengstoffe und Detonationswellen

Zur Erzeugung starker Stoßwellen sind brisante Sprengstoffe besonders geeignet. In der Tabelle 2.1 sind einige der für die Experimente zu dieser Arbeit benutzten Sprengstoffe aufgeführt.

Kurzbezeichnung	chemischer Name	Bruttoformel
PETN (Nitropenta)	Pentaerythrit-tetranitrat	$C_5H_8N_4O_{12}$
TNT	2,4,6-Trinitro-toluol	$C_7H_5N_3O_6$
RDX (Hexogen)	Cyclotrimethylen-trinitramin	$C_3H_6N_6O_6$
HMX (Oktogen)	Cyclotetramethylen-tetranitramin	$C_4H_8N_8O_8$

Tabelle 2.1: Gebräuchliche brisante Sprengstoffe.

Bei den aufgeführten Sprengstoffen handelt es sich um chemisch einheitliche Substanzen, von denen aber nur das TNT

durch Schmelzen und Erstarren auch in physikalisch homogenem Zustand zur Detonation gebracht werden kann. Gegossene Sprengladungen werden daher aus Mischungen RDX/TNT und HMX/TNT hergestellt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß einerseits bei entsprechend hohem Gehalt die hohe Brisanz von RDX bzw. HMX ausgenutzt werden kann, andererseits aber durch Gießen ohne inerte Beimischungen beliebige Formen der Sprengkörper hergestellt werden können. Dabei muß der Volumenminderung von etwa 12 % beim Erstarren des TNT durch eine entsprechende Führung der Erstarrungszone Rechnung getragen werden. Das Enstehen von Hohlräumen in den Ladungen durch Luftblasen, die beim Erstarren in der hochviskosen Schmelze bleiben, läßt sich durch Schmelzen und Gießen im Vakuum vermeiden. Aus Gründen der Verarbeitbarkeit werden Ladungen aus Mischungen RDX/TNT 60/40 bevorzugt.

Die klassische theoretische Behandlung der idealen, stationären Detonation stammt von D.L. Chapman, E. Jouguet und R. Becker. In ihrer Darstellung betrachten sie nur die Zustandsgrößen vor und hinter der chemischen Umsetzungszone und ihre durch die Erhaltungssätze gegebenen Beziehungen. Dies entspricht dem im Abschnitt II.1. für Stoßwellen angegebenen Verfahren, wobei hier aber die gesamte Reaktionszone endlicher Dicke außer Betracht bleibt.

Eine Erweiterung erfuhr diese Chapman-Jouguet-Theorie unabhängig voneinander durch Zel'dovich, von Neumann und Döring durch das nach ihnen benannte ZND-Modell. Darin wird die Detonation als eine Kopplung einer Stoßwelle mit nachfolgen-

der Reaktionszone aufgefaßt, bei der die Stoßwelle aus der Reaktionszone heraus aufrechterhalten wird, so daß sich eine stationäre Detonation ergibt.

Ausführliche Darstellungen der Detonationstheorie finden sich sowohl in den Lehrbüchern der Hydrodynamik <11>, <12> als auch in Lehrbüchern und Monographien der Detonationsphysik <19>, <20>, <21>, <22>, <23>. Die folgenden Ausführungen stützen sich auf das ZND-Modell.

Ersetzt man die Größen Stoßwellengeschwindigkeit u_s und Partikelgeschwindigkeit u_p durch die in der Detonationsphysik üblichen Größen Detonationsgeschwindigkeit u_D und Schwadengeschwindigkeit u_W, so lassen sich die Erhaltungsgleichungen (2.1) für die Masse und (2.2) für den Impuls unmittelbar übernehmen:

$$\rho_0 * u_D = \rho_1 * (u_D - u_W), \tag{2.9}$$

$$p_{CJ} - p_0 = \rho_0 * u_D * u_W. \tag{2.10}$$

In Gleichung (2.10) wurde der Druck p_1 hinter der Stoßfront durch den Detonationsdruck - genauer durch den unten angegebenen Chapman-Jouguet-Druck - p_{CJ} ersetzt.

Bei der Übernahme der Energieerhaltungsgleichung (2.3) muß bei der Detonation die durch die chemische Reaktion frei werdende spezifische Reaktionswärme Q berücksichtigt werden:

$$p_{CJ} * u_W = \tfrac{1}{2} * \rho_0 * u_D * u_W^2 + (E_1 - E_0) * \rho_0 * u_D - Q * \rho_0 * u_D. \tag{2.11}$$

Entsprechend der Gleichung (2.4) folgt als Hugoniot-Glei-

chung der Detonation:

$$E_1 - E_0 - Q = \frac{1}{2}*(p_0+p_{CJ})*(V_0-V_1). \qquad (2.12)$$

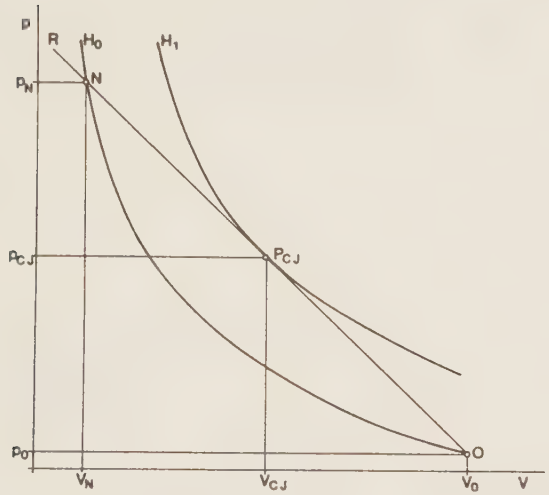

Abb. 2.4: p,V-Diagramm zur Beschreibung der Chapman-Jouguet-Detonation.

Der Ablauf der Detonation nach dem ZND-Modell läßt sich in dem p,V-Diagramm der Abb. 2.4 darstellen. H_0 ist die Hugoniot-Kurve des unzersetzten Sprengstoffes, H_1 die der Schwaden nach der vollständigen Umsetzung. Wegen der positiven Wärmetönung bei der Detonation liegt H_1 oberhalb von H_0.

Die Detonation hat ihren Ausgangspunkt O auf der Hugoniot-Kurve H_0 des unzersetzten Sprengstoffes. Die Rayleigh-Gerade R ist durch den Punkt O und die Steigung $(\rho_0*u_D)^2$ entsprechend Gleichung (2.5) gegeben. Der zum Schnittpunkt N mit der Hugoniot-Kurve H_0 gehörende Druck p_N wird als von Neumann-Spike bezeichnet. Mit dem Durchgang der Stoßfront setzt

die chemische Reaktion ein, und der Druck fällt längs der Rayleigh-Geraden über eine Schar von Hugoniot-Kurven für den teilweise umgesetzten Sprengstoff bis auf den Punkt P_{CJ}, in dem die Rayleigh-Gerade R die Hugoniot-Kurve H_1 der Schwaden berührt. Den Druck in diesem Punkt bezeichnet man als Chapman-Jouguet-Druck.

Diese Chapman-Jouguet-Detonation charakterisiert die stabile Detonation. Die "starke" und die "schwache" Detonation, die sich ergeben würden, wenn die Rayleigh-Gerade die Hugoniot-Kurve der Schwaden in 2 Punkten schneidet, sind als selbständig ablaufende Detonationsformen nicht existenzfähig bzw. bisher nicht beobachtet worden. Die bei manchen Sprengstoffen beobachtbaren zwei Arten der Detonation mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Initiierung sind damit nicht identisch. Nach Wecken <24> ist die langsamere Detonation dabei durch einen chemisch metastabilen Pseudo-Gleichgewichtszustand in den Schwaden möglich, dessen Hugoniot-Kurve zwischen H_0 und H_1 liegt.

Für den Druck im von Neumann-Spike wurde von Döring <25> für Gasdetonationen gezeigt, daß er das Doppelte des Chapman-Jouguet-Druckes beträgt. Nach Eyring et al. <26> gilt dies näherungsweise auch für flüssige und feste Sprengstoffe.

Bei einer realen Detonation stellt sich ein Druckverlauf entsprechend Abb. 2.5 ein - hier dargestellt als Funktion des Ortes s im Sprengstoff. Beim Durchgang der Detonationsfront steigt der Druck vom Ausgangswert p_0 auf den Wert p_N

im von Neumann-Spike. Er fällt dann in der Reaktionszone nach einem durch die chemische Reaktion bestimmten Verlauf bis auf den Wert p_{CJ} in der Chapman-Jouguet-Ebene ab. Zu dem Verlauf in diesem Bereich werden Annahmen von Deal <27> und von Duff und Houston <28> diskutiert.

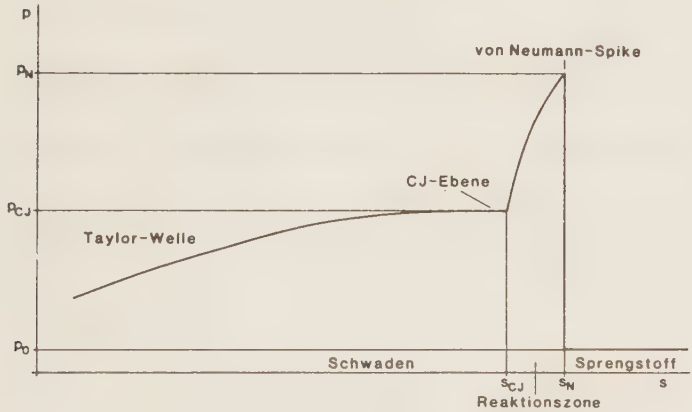

Abb. 2.5: Druckprofil einer realen Detonationswelle.

Bei einer Detonation, die sich als ebene Welle in einem nicht begrenzten Sprengstoffvolumen ausbreitet, herrscht in den Schwaden überall der gleiche Druck p_{CJ}. Bei einer realen Detonationswelle in einem begrenzten Sprengkörper wird der Druck in der sogenannten Taylor-Welle weiter abgebaut. Dies geschieht durch von hinten und von den Seiten einlaufende Verdünnungswellen. Während die von hinten einlaufenden Verdünnungen nicht bis in die Reaktionszone vordringen können, bewirken die nicht verdämmten Randbereiche des Sprengstoffes eine Divergenz der Stromlinien und damit eine Krümmung der Detonationsfront an den Rändern.

Diese Effekte sind von der Dicke der Reaktionszone abhängig, die in Abb. 2.5 im Verhältnis zum Bereich der Taylor-Welle stark in ihrer Breite übertrieben dargestellt ist. Nach Messungen von Craig <29> an TNT hat die Zone des Druckabfalls vom von Neumann-Spike bis zum Chapman-Jouguet-Punkt eine Breite von weniger als 0,1 mm. Diese geringe Dicke der Reaktionszone macht es einerseits sehr schwierig, sie zu beobachten, erlaubt es aber andererseits, ihren Einfluß bei den meisten Experimenten mit brisanten Sprengstoffen zu vernachlässigen. Maßgeblich für die Wirkung des Sprengstoffes ist dann der Chapman-Jouguet-Druck, der deshalb auch einfach als Detonationsdruck bezeichnet wird.

II.4. Verfahren zur Erzeugung von Stoßwellen in kondensierten Medien

Zur Erzeugung von Stoßwellen in Flüssigkeiten und Festkörpern können im Prinzip alle Prozesse ausgenutzt werden, die hinreichend schnell Energie liefern, um die Stoßwelle anzutreiben. Für die Messung der Stoßwelleneigenschaften von Materialien wendet man vorzugsweise solche Stoßwellen an, die die Voraussetzungen für die theoretischen Zusammenhänge im vorhergehenden Abschnitt möglichst gut erfüllen. Dies trifft besonders auf ebene Stoßwellen zu.

Ein Verfahren zur Erzeugung ebener Stoßwellen ist das Impact- oder Beschuß-Verfahren, bei dem eine ebene Platte mit hoher Geschwindigkeit auf die ebene Fläche der Probe auf-

trifft. Die im Geschoß und in der Probe ausgelösten Stoßwellen lassen sich nach dem Formalismus im Abschnitt II.2. beschreiben. Der gemeinsame Zustand in der Kontaktfläche ist der Schnittpunkt der Hugoniot-Kurven des Geschoß- und des Probenmaterials. Die Druckdauer wird durch die von der Rückseite der Geschoßplatte einlaufenden Verdünnungen bestimmt; die erreichbaren Druckwerte hängen vom Material und vor allem von der Geschwindigkeit der Geschoßplatte ab.

Eine Möglichkeit zur Beschleunigung von Geschoßplatten ist die Verwendung von Gas-Kanonen. Da die erreichbare Geschwindigkeit von der molaren Masse und der Temperatur im Hochdruckteil abhängt, werden vorzugsweise leichte Gase - Wasserstoff oder Helium - und Aufheizung der Treibgase durch elektrische Entladung oder adiabatische Kompression benutzt. Zusammenfassende Darstellungen zu diesem Thema gibt es von Seigel <30> und von Lecomte <31>. Schwierigkeiten bei der Anwendung von Gas-Kanonen bestehen vor allem darin, die Geschoßplatte mit der Fläche senkrecht zu ihrer Flugrichtung auf die Probenoberfläche auftreffen zu lassen. Mit Leichtgas-Kanonen ist auch der Druckbereich über 500 kbar zugänglich; hier sind aber wegen der begrenzten Massen der Geschoßplatten nur geringe Dicken und damit kleine Stoßdauern in den Proben realisierbar.

Eine Beschleunigung von ebenen Platten ist auch durch das Auftreffen der Detonationsfront eines brisanten Sprengstoffes möglich. Für Platten mit Durchmessern in der Größenordnung 100 mm und mit Massen der Größenordnung 100 g werden

Plane-Wave-Generatoren mit einer entsprechenden Lenkung der Detonationswellen benutzt. Beispiele für die Realisierung finden sich in der Arbeit von Duvall und Fowles <8>. Bei entsprechender Sprengstoffbelegung können nach Aziz et al. <32> Plattengeschwindigkeiten von mehr als 3/4 der Detonationsgeschwindigkeit bei dem Sprengstoff Composition B erreicht werden. Für kleinere Durchmesser wurde vom Verfasser und von Müller <33>, <34> die Beschleunigung unter Ausnutzung der Machschen Reflexion von Stoß- und Detonationswellen beschrieben.

Von Keller und Penning <35> und von Guenther et al. <36> wurden die ersten Versuche zur Beschleunigung von ebenen Platten mit durch elektrische Kondensatorentladungen zur Explosion gebrachten Metallfolien beschrieben. Die erreichbaren Drücke sind in ihrer Amplitude auf etwa 100 kbar begrenzt, da als Platten nur elektrische Isolatoren verwendet werden können. Die wegen der nur begrenzt über die Metallfolie einzukoppelnde Flächendichte der Energie relativ dünnen Platten für hohe Fluggeschwindigkeiten ziehen Druckdauern bis unter 100 ns nach sich. Nachteilig sind bei vielen Messungen auch die erheblichen elektromagnetischen Störfelder durch die Kondensatorentladung.

Eine sehr einfache Möglichkeit zur Erzeugung von Stoßwellen ist die Einkopplung des Druckes einer Detonationswelle aus einem mit der Probe im Kontakt befindlichen brisanten Sprengstoff. Für die Detonationswelle läßt sich nach den Ausführungen im Abschnitt II.3. der Chapman-Jouguet-Druck als Stoß-

wellendruck für den Stoßwellenübergang an der Grenzfläche mit dem Formalismus des Abschnitts II.2. behandeln. Beim senkrechten Auftreffen auf die Grenzfläche werden in Materialien mit Stoßwellenimpedanzen, die kleiner sind als die der Sprengstoffschwaden, Drücke unterhalb des Chapman-Jouguet-Druckes erzielt. Ist die Stoßwellenimpedanz dagegen größer als die des Sprengstoffes, so können auch Drücke oberhalb des Chapman-Jouguet-Druckes erreicht werden. So können mit HMX als Sprengstoff in Gold oder Wolfram mehr als 600 kbar erzeugt werden.

Höhere Drücke in einer noch dazu vollkommen stationären Stoßwelle lassen sich mit der zuerst von Fowles und Isbell <37> beschriebenen Anordnung zur Machschen Reflexion in einer zylindersymmetrischen Anordnung herstellen - in Kupfer wurden 1,9 Mbar erreicht. Vom Verfasser <38> wurden damit Stoßwellen in Wasser bei Drücken bis über 400 kbar untersucht.

Extreme Druckwerte in relativ großen Probenvolumina treten in unmittelbarer Nähe von Kernwaffenexplosionen auf. Von Ragan <39> werden von einem solchen Versuch in Uran 67 Mbar bei einer Stoßwellengeschwindigkeit u_s = 27 mm/µs berichtet.

III. Meßverfahren für dynamische Drücke

Die Stoßwellengleichungen im Abschnitt II.2. zeigen, daß zur Messung von Stoßwellendrücken nicht unbedingt Aufnehmer erforderlich sind, die den Druck selbst messen, sondern auch jedes andere Paar von Größen ausreichend ist, das die Stoßwelle beschreibt. Bei bekannter Hugoniot-Kurve des Stoßwellenmediums reicht sogar eine einzige Größe aus. Jedes Meßverfahren sollte die Bedingung erfüllen, daß der Meßaufnehmer die Stoßwelle in ihrer Ausbreitung möglichst wenig stört. Ein materieller Meßaufnehmer stellt nur dann keine Störung dar, wenn seine Stoßwellenimpedanz mit der des umgebenden Mediums übereinstimmt. Eine Übersicht über mögliche Meßverfahren findet man in den zusammenfassenden Darstellungen von Duvall und Fowles <8> und von Murri et al. <9>.

Im Anschluß an die folgende Übersicht der für dynamische Druckmessungen bedeutenden Verfahren werden zwei der Methoden eingehend behandelt. Ziel dieser Arbeit war es einmal, durch die Dichtebestimmung in der Stoßwelle aus der Röntgenabsorption ein Verfahren zur Druckmessung einsetzbar zu machen, das die oben gestellte Forderung an die Meßwertaufnehmer vollkommen erfüllt. Es verursacht keinerlei Störung der Stoßwellenausbreitung und benötigt keine über die mechanischen Erhaltungssätze hinausgehende Voraussetzungen. Dies ist bei Messungen des Chapman-Jouguet-Druckes von besonderer Bedeutung, da die anderen Verfahren den Detonationsablauf

beeinflussen oder selbst durch den zeitlichen Ablauf der chemischen Reaktion beeinflußt werden.

Als zweites Verfahren wurden Kohle-Masse-Widerstände als Druckaufnehmer eingesetzt. Diese Widerstände haben bei einer ausreichenden Zeit- und Druckauflösung im Bereich unterhalb von 1 kbar bis zum 100-kbar-Bereich den Vorteil, daß sie wegen ihrer Bauform leicht zu handhaben sind und wegen ihres großen piezoresistiven Koeffizienten einfach zu messende elektrische Signalamplituden liefern. Da die Aufnehmer bei Stoßwellenexperimenten mit Drücken oberhalb von 10 kbar meistens zerstört werden, sind die Kohle-Masse-Widerstände wegen ihres niedrigen Einzelpreises auch für Routinemessungen einsetzbar.

Die mit diesen beiden Verfahren erzielten Ergebnisse sind im Abschnitt IV. zusammengefaßt. Sie zeigen noch einmal im Vergleich zueinander und mit aus der Literatur bekannten Werten, daß damit Druckmessungen an Stoß- und Detonationswellen zuverlässig möglich sind.

III.1. Übersicht der Meßverfahren in der dynamischen Hochdruckphysik

Im Abschnitt II.1. wurde gezeigt, daß zur vollständigen Charakterisierung einer Stoßwelle neben den mechanischen Erhaltungsgleichungen noch die Messung eines beliebigen Paares der 5 Größen u_s, u_p, ρ_1, p_1 und E_1-E_0 ausreichend ist. Da die Messung der Energiedifferenz E_1-E_0 an Stoßwellen direkt

nicht möglich ist, verbleiben noch 4 Größen, von denen mit direkten Methoden nur die Stoßwellengeschwindigkeit u_s und die Dichte ρ_1 meßbar sind. Die Partikelgeschwindigkeit u_p kann nur unter zusätzlichen Annahmen oder mit Eingriffen in die Stoßwellenausbreitung bestimmt werden. Der Stoßwellendruck p_1 ist nur mit Aufnehmern meßbar, die vorher kalibriert werden müssen. Dabei bestimmt das Meßverfahren für den benutzten Standard die Zuverlässigkeit der Kalibrierung.

Die Stoßwellengeschwindigkeit u_s wird gewöhnlich als eine der notwendigen Größen bei allen Experimenten gemessen. Als Meßwertaufnehmer - im Folgenden auch einfach als Sonden bezeichnet - kommen dazu alle bei den anderen Größen erwähnten Verfahren mit ihren jeweiligen Meßwertaufnehmern in Betracht. Man geht gewöhnlich so vor, daß zwei Sonden in einer Probe angeordnet werden, die zeitlich nacheinander von der Stoßwelle erreicht werden, oder daß man bei der Einkopplung der Stoßwelle ein Zeitreferenzsignal gewinnt. Der Wertebereich für die Stoßwellengeschwindigkeit liegt zwischen 0,5 mm/µs und 10 mm/µs - die Einheit "mm/µs" ist identisch mit "km/s" -, in einigen Fällen auch bis 30 mm/µs. An die Meßgenauigkeit sind besonders hohe Anforderungen zu stellen, falls die Stoßwellengeschwindigkeit quadratisch in die Berechnung des Stoßwellendruckes eingeht.

Alle diese Verfahren haben aber den Nachteil, daß sie die Stoßwellengeschwindigkeit nicht direkt messen, sondern sie aus einer Weg-Zeit-Messung berechnen. Nun erfordern aber die nicht-stationären Stoßwellen, bei denen $u_s \neq$ const. ist,

einerseits möglichst kurze Meßstrecken Δs, während andererseits die Meßgenauigkeit möglichst große Weg- und Zeitintervalle erfordert. Teilweise lassen sich diese Probleme umgehen, wenn man über möglichst große Bereiche eine Weg-Zeit-Kurve $s = s(t)$ mißt und aus einer Ausgleichskurve durch die Meßpunkte die Stoßwellengeschwindigkeit durch Differentiation als Funktion der Laufzeit der Stoßwelle bestimmt. Zusammen mit der Weg-Zeit-Kurve kann man dann für jeden Abstand s von einem Referenzpunkt die Stoßwellengeschwindigkeit u_s angeben. Da eine entsprechende Vielzahl von Sonden bei einem einzigen Experiment nicht zur Verfügung steht oder eine zu große Störung bedeuten würde, ist man in den meisten Fällen auf eine Vielzahl von Experimenten angewiesen, bei denen die Reproduzierbarkeit ein nicht zu unterschätzendes Problem darstellen kann.

Bei entsprechender Geometrie der Meßwertaufnehmer lassen sich bei Stoßwellenexperimenten die Ortsintervalle mit einer Genauigkeit von 0,01 mm bestimmen, während für die Zeitmessung bei hinreichender Auflösung des Meßgerätes Genauigkeiten von 1 ns erreichbar sind. Unter den günstigsten Bedingungen können längs einer 1 mm langen Meßstrecke Geschwindigkeiten auf 1 % genau bestimmt werden.

Die Partikelgeschwindigkeit u_p läßt sich praktisch mit keiner Methode direkt messen; es existieren aber viele indirekte Verfahren, die wegen ihrer relativ einfachen Handhabung weit verbreitet sind. Eine Gruppe dieser Verfahren mißt die Geschwindigkeit u_{fs} einer freien Oberfläche der Probe - bei

Stoßwellen in kondensierter Materie kann das auch gegen ein Gas sein. Bei elektrisch leitenden Probenoberflächen kann die Messung mit elektrischen Kurzschlußsonden erfolgen. Aus der Literatur ist außerdem eine große Zahl von optischen Verfahren für die Messung der Geschwindigkeit u_{fs} bekannt. Die für die Umrechnung in die Partikelgeschwindigkeit allgemein benutzte Näherungsgleichung (2.8) wird bei hohen Drücken wegen der Gleichsetzung der Hugoniot-Kurve mit der Isentrope zunehmend problematisch. Bei kleinen Drücken führt eine nicht zu vernachlässigende Festigkeit des Probenmaterials zu falschen Ergebnissen; dies ist insbesondere bei porösen Stoffen der Fall, wo von Petersen et al. <40> wesentlich kleinere Werte für u_{fs} als $2*u_p$ gefunden wurden.

Ein Sonderfall mit sehr hoher Auflösung für dieses Meßprinzip ist die Anwendung von Interferometern zur Bestimmung von u_{fs}. Für kleine Partikelgeschwindigkeiten bis zu 0,2 mm/µs kann man nach Barker und Hollenbach <41> die Streifenverschiebung in einem Michelson-Interferometer ausnutzen, wenn man die Probenoberfläche als einen der Interferometerspiegel ausbildet. Für höhere Geschwindigkeiten wurde von Johnson und Barker <42> ein Geschwindigkeitsinterferometer angegeben, das die Dopplerverschiebung des eingestrahlten Laserlichtes an einer spiegelnd oder diffus reflektierenden Oberfläche außerhalb des eigentlichen Interferometers beim Stoßwellendurchgang ausnutzt. Von Smeets und George <43> wurde ein nachregelndes System mit einer Zeitkonstante von 1 µs beschrieben, das nach diesem Prinzip arbeitet und eine zur

Geschwindigkeit proportionale elektrische Spannung als Ausgangssignal liefert.

Die Partikelgeschwindigkeit u_p kann mit Magnetsonden ohne die oben beschriebene Näherung bestimmt werden. Dazu bringt man einen dünnen Metallstreifen in den Probekörper ein, der allerdings bei diesem Verfahren ein Isolator sein muß, so daß er von der Bewegung der Partikel mitgenommen wird - hierzu ist im Idealfall eine Anpassung der Stoßwellenimpedanzen erforderlich. Bringt man jetzt den Probekörper in ein homogenes Magnetfeld, dessen Feldlinien senkrecht zur Bewegungsrichtung der Folie stehen, so kann man zwischen den Enden der Folie senkrecht zur magnetischen Feldrichtung eine elektrische Spannung abgreifen, die proportional zur Geschwindigkeit der Metallfolie ist.

Auf einem ähnlichen Prinzip beruht ein Meßverfahren, bei dem die eingelegte Folie mit Hilfe von Röntgenblitzaufnahmen verfolgt wird. Hier treten zwar keine Probleme durch die elektrische Leitfähigkeit des Probenmaterials auf, aber bei fehlender Stoßwellenanpassung der Folie - was wegen des notwendigen Röntgenkontrastes praktisch unvermeidbar ist - treten auch hier Fehler auf.

Durch eine Messung der Dichte ρ_1 hinter der Stoßfront und der Stoßwellengeschwindigkeit u_s können alle anderen anfangs erwähnten Größen und damit auch der Stoßwellendruck p_1 allein mit Hilfe der mechanischen Erhaltungsgleichungen bestimmt werden. Das Verfahren der Röntgenabsorptionsmessung

mit polychromatischer Strahlung wird im Abschnitt III.3. eingehend behandelt. Messungen mit monochromatischer Strahlung sind aus Intensitätsgründen sehr schwierig; Ergebnisse dazu liegen von Schulte <44> und Müller <45> vor. Röntgenabsorptionsmessungen führen zu keiner meßbaren Störung der Stoßwellenausbreitung und sind in dieser Hinsicht nahezu allen anderen Verfahren überlegen.

Über Röntgenbeugungsversuche an Festkörpern unter Stoßwellenbelastung zur direkten Bestimmung des Gitterabstandes wird von Johnson et al. <46> an Lithiumfluorid, von Schulte <44> an Natriumchlorid und von Egorov et al. <47> an Aluminium berichtet. Die Messungen sind auf geringe Tiefen unter der Oberfläche beschränkt, und es ist schwierig, eine hinreichende Intensität der monochromatischen Strahlung bei den erforderlichen kurzen Aufnahmezeiten zu erzielen.

Eine direkte Druckmessung, die auf die Definiton des Druckes zurückgeht, ist schon für statische Drücke oberhalb 25 kbar nicht möglich; für dynamische Drücke gibt es überhaupt keine Möglichkeit. Man kann aber mit Druckaufnehmern arbeiten, die vorher experimentell kalibriert werden müssen. Dafür können praktisch alle Effekte ausgenutzt werden, die eine signifikante Abhängigkeit einer Meßgröße vom Stoßwellendruck zeigen. Die im folgenden Teil aufgeführten Verfahren sind auf solche beschränkt, die für die Druckmessung Bedeutung haben.

Der piezoelektrische Effekt findet in der Messung von statischen Drücken eine vielfache Anwendung. Die ersten Messungen

an Stoßwellen wurden von Goranson et al. <48> mit Turmalin bei Drücken bis 324 kbar durchgeführt. Aus Gründen einer besseren Reproduzierbarkeit ging man später auf synthetischen Quarz als piezoelektrisches Material über; die erste Mitteilung über den sogenannten Sandia-Aufnehmer kam von Jones et al. <49> bei Drücken bis 21 kbar. Weil ein piezoelektrischer Aufnehmer nur so lange eine elektrische Ladung liefert, wie sich die Stoßfront in seinem Inneren fortpflanzt, braucht man Dicken von nahezu 10 mm, um Meßzeiten von 1 µs zu erreichen. Da aber die notwendige eindimensionale Belastung ein großes Durchmesser/Dicken-Verhältnis zur Voraussetzung hat, werden typische Plattendurchmesser von 40 mm benutzt. Räumlich aufgelöste Stoßwellenmessungen sind damit praktisch unmöglich. Weiterführende Arbeiten von Graham et al. <50> konnten die eingeschränkte Brauchbarkeit dieser dicken Quarzplatten auch für Drücke bis 50 kbar zeigen. Lithiumniobat wurde von Graham <51> wegen seiner gegenüber Quarz um eine Größenordnung höheren piezoelektrischen Konstante vorgeschlagen.

Unter Stoßwellenbelastung zeigen viele Stoffe eine druckabhängige elektrische Leitfähigkeit. Dieser piezoresistive Effekt wurde erstmalig von Hauver <52> an einer Schwefelplatte zur Druckmessung ausgenutzt. Schwefel hat allerdings den Nachteil, daß er nur im Bereich um 70 kbar brauchbar ist; bei kleineren Drücken ist die Leitfähigkeit sehr klein und bei größeren Drücken ist sie dann wegen des steilen Anstieges bei 70 kbar zu groß.

Von dem auch bei statischen Drücken zur Messung benutzten Manganin konnten Fuller und Price <53> zeigen, daß es unter Stoßwellenbelastung bis 300 kbar eine lineare Widerstandsabnahme von ca. 0,25 %/kbar zeigt. Manganin wird heute zur Druckmessung vorwiegend in Form dünner Meßgitter benutzt, wie sie auch für Dehnungsmeßstreifen angeboten werden. Damit läßt sich eine hohe zeitliche Auflösung der Druckmessung erreichen. Nachteilig sind die relativ kleinen Absolutwerte der Widerstände und die verhältnismäßig geringe Druckempfindlichkeit. Dies macht den Betrieb in Brückenschaltungen mit gepulsten Stromquellen erforderlich.

Die Druckmessung mit entsprechenden Kohle-Folien von Horning und Isbell <54> zeigten einen gegenüber Manganin wesentlich höheren piezoresistiven Koeffizienten. Damit ist auch die Messung von kleinen Stoßwellendrücken bis herunter zu 5 bar möglich, wie von Krehl <55> gezeigt wurde. Perez und Chartagnac <56> machten Messungen zur Kalibrierung solcher Kohle-Folien im Druckbereich von 3 bis 50 kbar, wobei im Gegensatz zum Manganin eine erhebliche Nichtlinearität beobachtet wird. Die Anwendung eines billigen, handelsüblichen Kohle-Masse-Widerstandes wurde zuerst von Watson <57> beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung dieses Druckaufnehmers folgt im Abschnitt III.4.

III.2. Druckmessungen nach der Methode der Geschwindigkeit einer freien Oberfläche

Die Anwendung von elektrischen Kurzschlußsonden in Form von

einfachen Pin-Kontakten geht auf Minshall <58> zurück. Die hier benutzte koaxiale Bauform wurde von Geiger et al. <59> vorgeschlagen. Nach Messungen von Sudhoff <60> werden bei Betriebsspannungen von 20 V elektrische Spannungsimpulse mit Anstiegszeiten von wenigen Nanosekunden mit einer Kabelentladung erzeugt, die Zeitmessungen mit einem Trigger-Jitter von weniger als einer Nanosekunde möglich machen.

Im Rahmen der hier vorgelegten Untersuchungen wurde das Pin-Kontakt-Verfahren bei Aluminium benutzt, um unabhängige Meßdaten parallel zu den Versuchen mit Röntgenabsorption (vergleiche Abschnitt IV.1.2.) zu gewinnen.

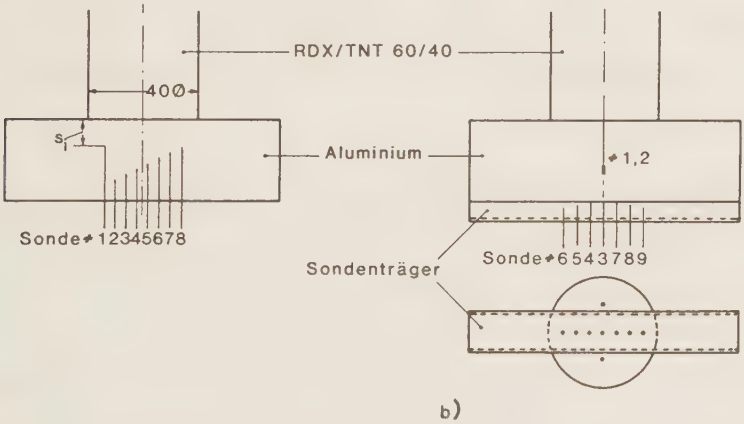

Abb. 3.1: a) Aufbau zur Messung der Stoßwellengeschwindigkeit,
b) Aufbau zur Messung der Geschwindigkeit einer freien Oberfläche an Aluminiumproben.

Für die Messung der Stoßwellengeschwindigkeit in Aluminium wurden jeweils 8 koaxiale Pin-Kontakt-Sonden mit 0,6 mm Durchmesser in Bohrungen mit 0,65 mm Durchmesser in die

Probe gebracht. Die Abstände s_i der Sondenoberfläche von der Grenzfläche zum Sprengstoff ließ sich bei einem Versuch in einem Bereich von 12 mm variieren. Die beiden äußeren Sonden hatten den gleichen Abstand $s_1 = s_8$, um damit eine Schräglage der Stoßfront erkennen und korrigieren zu können.

Für die Zeitmessung wurde das von Döring und dem Verfasser <61>, <62> aufgebaute Vielkanal-Zeitmeßgerät mit einer Auflösung von 2 ns benutzt.

Zur Kontrolle der Impulsformen wurden die Signale der Pin-Kontakt-Sonden zusätzlich in analoger Form mit schnellen Transient-Recordern GOULD-BIOMATION Typ 8100 aufgezeichnet. Dadurch können Triggerfehler bei der digitalen Zeitmessung etwa durch vorauslaufende Luftstoßwellen mit Sicherheit ausgeschlossenen werden.

Für die Auswertung der Sonden-Ansprechzeiten bei den Messungen an den freien Oberflächen gibt es keine weiteren Schwierigkeiten, da hier eine ebene Oberfläche mit konstanter Geschwindigkeit auf die dazu parallelen Sondenoberflächen auftrifft. Der Einfluß der Luftreibung ist bei den Flugstrecken bis zu 2 mm vernachlässigbar. Bei den Messungen der Stoßwellengeschwindigkeit treten an den Sonden in unterschiedlichen Abständen vom Sprengstoff unterschiedliche Geschwindigkeiten der zum Kurzschluß führenden freien Oberflächen auf. Der Einfluß dieses Effektes beim Ansprechen der Sonden wurde berücksichtigt. Alle gemessenen Zeiten wurden bezüglich der Schräglage der Front und unter der Annahme einer kugelför-

migen Ausbreitung der Detonations- bzw. der Stoßwelle korrigiert.

III.3. Stoßwellendruckmessung mit Röntgenabsorption

Die Methode der röntgenographischen Dichtemessung in Stoßwellen zeichnet sich dadurch aus, daß außer den Erhaltungsgleichungen keine Voraussetzungen erfüllt sein müssen, um daraus zusammen mit der Stoßwellengeschwindigkeit Hugoniot-Kurven zu berechnen. Weitere Vorteile dieses Verfahrens sind, daß es weder durch starke elektrische oder magnetische Felder noch durch Leuchterscheinungen oder Ionisation im Probenmaterial zu beeinflussen ist. Daher ist das Verfahren auch für Laser-Stoßwellen in Materialien interessant, die im optischen Bereich nicht transparent und bei denen optische Verfahren deshalb nur an der Oberfläche anwendbar sind <63>. Erste Untersuchungen mit Röntgenabsorption zur Messung von Hugoniot-Kurven wurden von Schall <64> und von Schall und Thomer <65> durchgeführt; die Ergebnisse zeigen erhebliche Differenzen zu den nach anderen Methoden erhaltenen Werten. Weitere Arbeiten <66>, <67>, <68> konnten diese Abweichungen nur bestätigen, aber keine Erklärung dafür angeben. Durch verbesserte Aufnahme- und Auswertverfahren konnte der Verfasser in Zusammenarbeit mit Müller <69> und mit Kleinhanß und Reiling <70> zeigen, daß das Verfahren zu verläßlichen Daten führt und auch zur Messung der Chapman-Jouguet-Drücke von Sprengstoffen anwendbar ist.

III.3.1. Aufnahmeverfahren

Für die Untersuchungen stand eine kommerzielle Röntgenblitzanlage Typ 730 der Firma FIELD EMISSION (jetzt HEWLETT-PACKARD) mit 4 Kanälen zur Verfügung. An der Anlage wurde von Kleinhanß <71> bei Impulsbetriebsspannungen von 260 - 300 kV eine Blitzdauer von ca. 80 ns gemessen. Die Röntgenblitzröhren wurden mit Wolfram-Anoden betrieben.

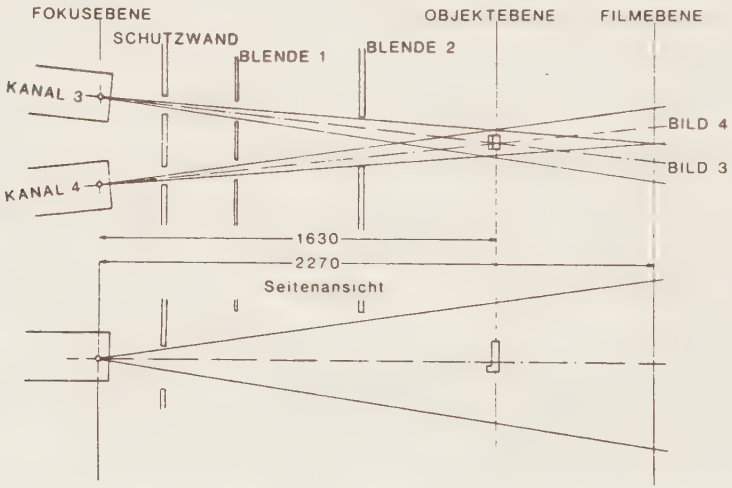

Abb. 3.2: Aufbau der Kanäle 3 und 4 der Röntgenblitzanlage FIELD EMISSION Typ 730.

Für die Absorptionsmessungen wurden 2 Kanäle in dem in Abb. 3.2 dargestellten Aufbau benutzt. Für Kontrolluntersuchungen standen die beiden anderen Kanäle zur Verfügung, die in der Aufsicht in gleicher Weise, aber 90^{o} um die Objektachse gegenüber den eingezeichneten Kanälen gedreht angeordnet sind. In der Aufsicht sieht man, daß die Strah-

lungsachsen der beiden Röntgenblitzröhren gegeneinander um etwa 13^{o} gedreht aufgestellt sind. Die Probekörper wurden so in der Objektebene aufgebaut, daß sie im interessierenden Bereich parallel zur Stoßfront durchstrahlt wurden. Durch die strahlungsbegrenzende Blende 2 fällt jede der beiden Strahlungskeulen auf eine ihr zugeordnete Hälfte eines 30 x 40 cm^2 großen Röntgenfilmes. Auf den Filmen ergeben sich zwei nebeneinander liegende Schattenbilder des Objektes, ohne daß dazu eine Blende in der Objektebene erforderlich ist. Die Blende 1 und die Schutzwand mit entsprechend großen Durchlaßöffnungen haben nur die Aufgabe, die Röntgenblitzanlage vor den Auswirkungen der Sprengung zu schützen. Die Durchtrittsöffnung in der Schutzwand ist mit einem 5 mm dicken Aluminiumblech abgedeckt.

Aus den angegebenen Abständen kann man berechnen, daß die Abbildung im Maßstab 1,4:1 vergrößert auf dem Film entsteht.

Die Röntgenfilme werden in handelsüblichen Röntgenkassetten mit Verstärkerfolien benutzt, die sich zum Schutz vor Druckwellen- und Splittereinwirkung bei den Versuchen in stählernen Schutzbehältern befinden, die an der Vorderseite in 100 mm Abstand von der Filmebene mit einem 5-mm- oder 10-mm-Aluminiumblech verschlossen sind. Die Messung der Aufnahmezeitpunkte ist durch Stromshunts in den Röhrenstromkreisen mit einer Genauigkeit von etwa 10 ns möglich.

III.3.2. Röntgenabsorption und Aufnahmematerial

Die Gleichung 2.6 zeigt, daß man den Stoßwellendruck p aus

der Ausgangsdichte ρ_0, der Stoßwellengeschwindigkeit u_s und der Dichte ρ_1 hinter der Stoßfront bestimmen kann. Während die Dichte ρ_0 vor dem Versuch sehr genau gemessen und die Stoßwellengeschwindigkeit mit Standardmethoden gemessen werden kann, ist die Messung der Dichte ρ_1 nur mit großem Aufwand möglich.

Zur Dichtebestimmung unter diesen Bedingungen bietet sich die Röntgenabsorptionsmessung an. Für monochromatische Röntgenstrahlung gilt das Absorptionsgesetz:

$$I = I_x * \exp(-(\mu/\rho)*\rho*d). \qquad (3.1)$$

Dabei sind I_x die Intensität der einfallenden Röntgenstrahlung, d die durchstrahlte Schichtdicke und ρ die Dichte der Probe.

Wichtig für die Anwendung bei detonativen Umsetzungen ist, daß der Massenschwächungskoeffizient μ/ρ nur von der Kernladungszahl und dem Aufbau der inneren Elektronenschalen der durchstrahlten Atome, nicht aber vom Zustand der äußeren Elektronen - d.h. von chemischen Bindungen - abhängig ist. Die Absorptionseigenschaften des unzersetzten Sprengstoffes und die der Schwaden sind gleich. Zu beachten ist aber, daß der Massenschwächungskoeffizient μ/ρ abhängig ist von der Wellenlänge der benutzten Röntgenstrahlung und damit bei polychromatischer Röntgenstrahlung von der Absorption der durchstrahlten Schicht. Bei Röntgenstrahlung mit einer Grenzenergie unterhalb der Schwelle für die Paarbildung führt das zu der bekannten Aufhärtung der Strahlung.

Da bei Röntgenblitzaufnahmen die Intensität gewöhnlich nicht ausreicht, um eine photographische Emulsion ausreichend zu schwärzen, benutzt man Verstärkerfolien, in denen die Strahlung aus dem Wellenlängenbereich der Röntgenstrahlung in den sichtbaren oder nahen UV-Bereich umgesetzt wird. Für monochromatische Strahlung erfolgt diese Energieumsetzung linear, solange man nicht in den Bereich der Sättigung gelangt. Bei polychromatischer Strahlung ist auch dieser Prozeß wellenlängenabhängig.

Das letzte Glied in der Kette von der Röntgenquelle über den Absorber und die Verstärkerfolien ist schließlich der photographische Film. Im linearen Teil der Schwärzungskurve ist die Schwärzung des Filmes eine lineare Funktion des Logarithmus der einfallenden Intensität, wenn man eine konstante - durch die Dauer des Röntgenblitzes und das Abklingen der Fluoreszenz in den Verstärkerfolien bedingte - Belichtungszeit voraussetzt. Zusammen mit Gleichung (3.1) gilt damit für die Schwärzungsänderung ΔS auf dem Film, die durch einen Absorber der Dichte ρ und der Dicke d verursacht wird:

$$\Delta S \sim \ln(I/I_x) \sim (\mu/\rho)*\rho*d. \qquad (3.2)$$

Die Schwierigkeiten durch die wellenlängenabhängigen Prozesse bei Anwendung polychromatischer Röntgenstrahlung kann man umgehen, wenn man in der Proportionalität (3.2) berücksichtigt, daß ΔS bei festem ρ proportional zu d und bei festem d proportional zu ρ ist. Der erste Zusammenhang kann bei jeder einzelnen Röntgenaufnahme zur Kalibrierung aus-

genutzt werden, während mit der zweiten Proportionalität die Dichte ρ bestimmt wird. Die physikalisch exakte Lösung ist nach dem von Müller <45> benutzten Verfahren dadurch möglich, daß man dabei 2 Absorber, aufgebaut aus dem gleichen Material - Dicke d_i und Dichte ρ_0 bei der Kalibrierung und Dicke d_0 und Dichte ρ bei der Messung -, so wählt, daß die Schwärzung auf dem Film gleich wird. Diese Aufgabe ist in der Praxis aber auch durch eine lineare Interpolation im Gültigkeitsbereich der Proportionalität (3.2.) für das gesamte Aufnahmesystem bei polychromatischer Strahlung lösbar.

Im Rahmen der Untersuchungen an Sprengstoff von Reiling <72> wurde die Schwärzung S eines Röntgenfilms als Funktion der durchstrahlten Schichtdicke d einer Absorbertreppe aus dem Sprengstoff RDX/TNT 60/40 mit 5 mm Stufenhöhe mit verschiedenen Kombinationen aus Verstärkerfolien und Filmen untersucht. Die Verstärkerfolien bestanden jeweils aus einer Folie auf der Vorderseite und auf der Rückseite des doppelseitig beschichteten Röntgenfilmes in einer handelsüblichen Aluminium-Kassette. Die Aufnahmebedingungen - einschließlich aller Abschirmmaßnahmen - entsprachen dem der Abb. 3.2.

Untersucht wurden die Kalzium-Wolframat-Folie CAWO INDUSTRIE III mit dem passenden Film KODAK RPRO und die "Seltenen-Erd"-Verstärkerfolien KODAK LANEX R und 3M TRIMAX 8 mit den Filmen KODAK OG2 und 3M TRIMAX XM. Bei den "Seltenen-Erd"-Verstärkerfolien werden als Fluoreszenzmaterialien chemische Verbindungen aus der Gruppe der seltenen Erden - z.B. mit Terbium aktiviertes Gadolinium-Oxidsulfid ($Gd_2O_2S:Tb$) -

verwendet, deren Strahlung im sichtbaren Bereich des Spektrums liegt und für die man deshalb entsprechend sensibilisierte Röntgenfilme benötigt. Die damit erreichbare Reduzierung der Strahlungsdosis im medizinischen Bereich wird von Weberling <73> mit 75 % gegenüber konventioneller Aufnahmetechnik angegeben.

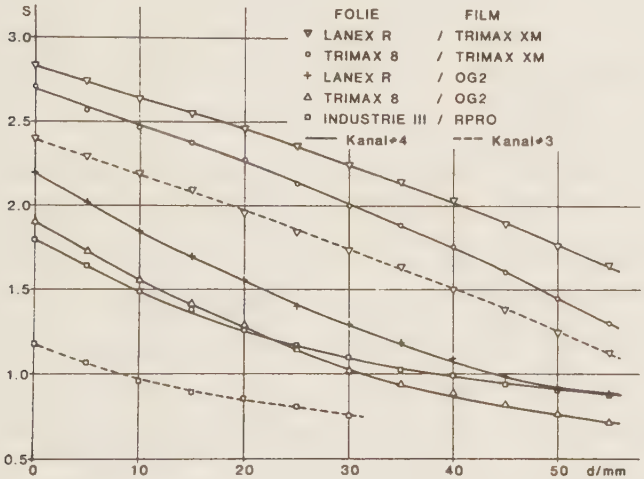

Abb. 3.3: Schwärzung S von Röntgenfilmen als Funktion der Schichtdicke d eines durchstrahlten RDX/TNT 60/40-Absorbers.

Die Testaufnahmen mit den in Abb. 3.3 aufgeführten Kombinationen wurden unter einheitlichen Bedingungen bei 260 kV mit der Röntgenblitzanlage gemacht, unter standardisierten Bedingungen in einer Tankanlage entwickelt und mit einem Densitometer JOYCE-LOEBL MKIIIC densitometrisch ausgewertet.

Die konventionelle Kombination INDUSTRIE III/RPRO zeigt deut-

lich nicht nur eine geringere Schwärzung, sondern auch einen flacheren Verlauf der Kurve als Funktion der durchstrahlten Sprengstoffdicke gegenüber den "Seltenen-Erd"-Kombinationen.

Man entnimmt der Abb. 3.3, daß die Verstärkerfolie LANEX R eine höhere Ausbeute bei der Umsetzung der Röntgenstrahlung in den sichtbaren Bereich liefert als TRIMAX 8 (inzwischen ist auch von der Firma 3M die empfindlichere Folie TRIMAX 16 erhältlich) und daß der Film TRIMAX XM eine wesentlich höhere Schwärzung liefert als der Film OG2. Darüber hinaus zeigen die Kombinationen noch einige weitere charakteristische Unterschiede. Die beste Linearität - d.h. die Gültigkeit der Proportionalität (3.2) für die hier benutzte polychromatische Strahlung einschließlich des Aufnahmeverfahrens - wird bei der Verwendung des Filmes TRIMAX XM zusammen mit beiden Verstärkerfolien erreicht. Die Krümmung dieser beiden S(d)-Kurven zeigt, daß die Empfindlichkeit des Meßverfahrens bei größeren Absorberdicken zunimmt. Im Gegensatz dazu nimmt die Empfindlichkeit beim Film OG2 wegen der entgegengesetzten Krümmung ab und erreicht bei d = 40 mm bereits einen so flachen Verlauf, daß ein Rückschluß von der Schwärzung auf die Schichtdicke mit sehr großen Fehlern behaftet wäre. Die Steigung der S(d)-Kurve ist bei kleinen Werten von d bei dem Film OG2 aber größer als beim TRIMAX XM.

Für Messungen an Sprengstoffproben und Materialien mit ähnlichen Absorptionseigenschaften bei Ausgangsdicken d = 20 mm wurden wegen der höheren Empfindlichkeit und des weitgehend linearen Verlaufes bis d = 40 mm die Folien/Film-Kombination

TRIMAX 8/TRIMAX XM der Firma 3M gewählt.

In die Abb. 3.3. sind zwei Kurven der Aufnahmen mit dem Kanal 3 eingezeichnet, der mit einer Röntgenblitzröhre bestückt war, die eine deutlich geringere Intensität I_x lieferte als die Röhre im Kanal 4. Bei der Kombination INDUSTRIE III/RPRO ist die Schwärzung bei der Aufnahme vom Kanal 3 bereits so gering, daß eine quantitative Auswertung damit unmöglich wäre. Bei der Kombination LANEX R/TRIMAX XM erhält man bei den beiden Kanälen praktisch gleich gut brauchbare Schwärzungskurven. Da die Aufnahmen von den beiden Kanälen nebeneinander auf demselben Film gemacht wurden, müssen die etwas unterschiedlichen Steilheiten der beiden S(d)-Kurven - die Kurve verläuft bei Kanal 3 steiler als bei Kanal 4 - durch die unterschiedliche spektrale Zusammensetzung der Röntgenstrahlung der beiden Röhren oder durch die Krümmung der Schwärzungskurve des Filmes verursacht sein.

Da bei der Auswertung von Röntgenblitzaufnahmen häufig zu erkennen ist, daß die Schwärzung im Bereich ohne Absorption nicht konstant ist, muß die beschriebene Abhängigkeit der Steilheit der S(d)-Kurve von der Intensität I_x bei dem Verfahren der röntgenographischen Dichtebestimmung beachtet werden. Ein solcher Schwärzungsgradient ist durch die Intensitätsverteilung in der Strahlungskeule verursacht. Die Messung der Schwärzungen im verdichteten Bereich hinter der Stoßfront und im Bereich der "Eichtreppe" zur Kalibrierung sollte räumlich auf dem Film so dicht beieinander erfolgen wie nur möglich. Diese Fehlermöglichkeit ist bei den frühe-

ren Messungen offensichtlich nicht immer beachtet worden.

III.3.3. Auswertverfahren für die Röntgenabsorptionsmessung

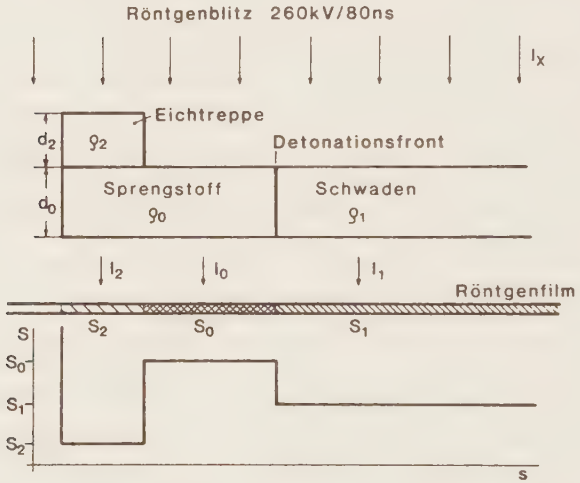

Abb. 3.4: Schematischer Verlauf der Röntgen-Absorption und Schwärzungsbereiche auf dem Röntgenfilm.

Der prinzipielle Aufbau der Probekörper unter den oben genannten Gesichtspunkten ist in Abb. 3.4 am Beispiel einer Sprengstoffplatte dargestellt. Zu unterscheiden sind 3 Bereiche: "0": Das ungestörte Probenmaterial mit der Dicke d_0 und der Dichte ρ_0; "1": der Bereich hinter der Stoßfront bzw. der Schwadenraum hinter der Detonationsfront mit der Dicke d_0 und der Dichte ρ_1; "2": das ungestörte Probenmaterial mit einer zusätzlich aufgesetzten Eichtreppe der Dicke d_2 und der Dichte ρ_2. Die Eichtreppe muß nur den gleichen Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ haben wie das Probenmate-

rial, ihre Dichten ρ_2 und ρ_0 können aber verschieden sein.

Nach dem Durchgang durch die 3 Bereiche hat die Röntgenstrahlung jeweils die zugehörige Intensität I_0 - I_2, die zu den drei unterschiedlichen Schwärzungsbereichen S_0 - S_2 auf dem Röntgenfilm führt.

Unter Beachtung der Linearität der S(d)-Kurve in Abb. 3.3. und der damit gültigen Proportionalität (3.2) sollte d_2 so groß wie möglich gewählt werden, um die Schwärzungsdifferenz S_0-S_2 mit möglichst kleinem relativen Fehler bestimmen zu können. Dann wird der Fehler des Meßverfahrens hauptsächlich durch die Differenz S_0-S_1 bestimmt.

Gemäß der Proportionalität (3.2) gilt für die durch die Eichtrepppe verursachte Schwärzungsdifferenz:

$$S_0-S_2 = a*(\mu/\rho)*\rho_2*d_2. \qquad (3.3)$$

Entsprechend erhält man für die durch die Dichtezunahme von ρ_0 auf ρ_1 verursachte Schwärzungsdifferenz:

$$S_0-S_1 = a*(\mu/\rho)*(\rho_1-\rho_0)*d_0. \qquad (3.4)$$

Dividiert man die Gleichung (3.4) durch die Gleichung (3.3), so kürzen sich die Konstanten a und μ/ρ heraus, und man kann die Dichte ρ_1 angeben:

$$\rho_1 = \rho_0 + \frac{S_0-S_1}{S_0-S_2}*\frac{d_2}{d_0}*\rho_2$$

$$\rho_1 = \rho_0 + x*\frac{d_2}{d_0}*\rho_2 \quad \text{mit:} \quad x = \frac{S_0-S_1}{S_0-S_2}. \qquad (3.5)$$

Die Gleichung (3.5) zeigt, daß zur Bestimmung der Dichte ρ_1

neben den vor der Sprengung zu messenden Dicken d_0 und d_2 und den Dichten ρ_0 und ρ_2 aus den Röntgenblitzaufnahmen das Schwärzungsverhältnis x ermittelt werden muß. Da in die Gleichung außerdem nur das Dickenverhältnis d_2/d_0 eingeht, ist die unvermeidbare schräge Durchstrahlung mit mindestens einer der beiden Röntgenröhren nach Abb. 3.2 für die Auswertung ohne Bedeutung. Die Probekörper wurden bei den Versuchen so aufgestellt, daß die Strahlachse von Kanal 4 senkrecht auf der Fläche des Probekörpers stand.

Um die zur Bestimmung von x notwendige quantitative Auswertung der Röntgenblitzaufnahmen weitgehend automatisiert und frei von subjektiven Entscheidungen auszuführen, wurde das Mikrodensitometer JOYCE-LOEBL MKIIIC an seinem Probentisch in x- und y-Richtung mit jeweils einem Spindelvortrieb ausgerüstet, der von einem angebauten Schrittmotor angetrieben wird. Der Vorschub kann damit über ein Interface von einem Tischrechner HEWLETT-PACKARD 9100A gesteuert werden.

Das Densitometer arbeitet nach einem Zweistrahlverfahren mit einem Kompensationskeil, der einen linearen Schwärzungsverlauf als Funktion seiner Länge aufweist. Die zur gemessenen Schwärzung proportionale Stellung des Keiles wird über ein Servopotentiometer in eine elektrische Spannung umgesetzt und mit einem Digital-Multimeter HEWLETT-PACKARD 3480A gemessen. Die Messung des Digital-Multimeters wird vom Rechner jeweils nach der Positionierung des Röntgenfilmes ausgelöst, und der Meßwert wird eingelesen. Durch entsprechende Kalibrierung der Umsetzung in die elektrische Spannung kann er-

reicht werden, daß der Absolutwert der Schwärzung gemessen wird. Für die Ausgabe der Meßwerte sind an den Rechner ein Plotter und eine Fernschreibmaschine angeschlossen.

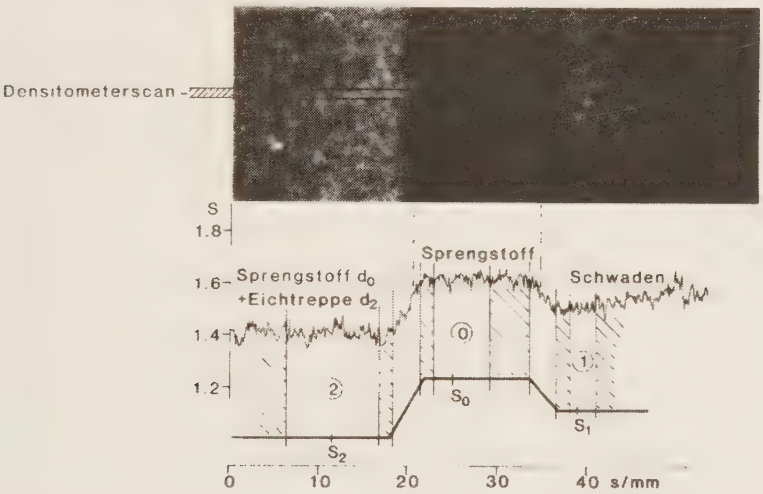

Abb. 3.5: Densitometrische Registrierung der Schwärzung S und Auswertung einer Röntgenblitzaufnahme (Ortskoordinate s ist auf die Objektebene umgerechnet).

Der Schwärzungsverlauf in einer Röntgenblitzaufnahme, wie er in Abb. 3.5 wiedergegeben ist, unterscheidet sich in mehreren Punkten von dem schematisierten Verlauf in Abb. 3.4. Trotz der Durchstrahlung der Probe parallel zur Detonationsfront und zur Stufe der Eichtreppe kommt es zu stetigen Übergängen zwischen den Schwärzungsbereichen. Dafür sind die Bewegungsunschärfe - Blitzdauer*Stoßwellengeschwindigkeit $\leq$ 0,7 mm - und die Unschärfe durch die endliche Ausdehnung des Röntgenfokus und das Aufnahmeverfahren - an der Anlage wurde

von Ludwig <74> ein Wert von 0,7 mm unter Einschluß der Folien/Film-Kombination gemessen - verantwortlich.

Der Ausschnitt aus der Röntgenblitzaufnahme (Abb. 4.1) in Abb. 3.5 zeigt eine starke Körnigkeit, die vor allem durch die Verstärkerfolien bedingt ist. Entsprechend zeigt die Registrierung der Schwärzung längs des eingezeichneten Densitometerscans Schwankungen mit einem Spitze-Spitze-Wert bis $S_{ss} = 0,1$.

Um unter diesen Bedingungen zu einer verläßlichen Auswertung zu kommen, wird bei der rechnergesteuerten Auswertung zunächst der Bereich von "0" nach "2" mit dem Densitometer in Schritten von 0,5 mm (bezogen auf die Objektebene der Röntgenblitzaufnahme) oder weniger abgefahren. Die dabei ermittelten Schwärzungswerte werden im Rechner gespeichert. Anschließend wird der Ort s_e des Überganges von "0" nach "2" als Ortskoordinate der Eichtreppe bestimmt. Dazu wird durch Regressionsgeraden der steilste Übergang in dem gespeicherten Datensatz in einem vorgegebenen Bereich ausgewählt. Die schraffierten Bereiche zu beiden Seiten des Überganges werden für die folgende Auswertung nicht berücksichtigt. Darauf werden durch Regressionsgeraden die Schwärzungen S_0 und S_2 bestimmt. Dabei wird ein durch die Intensitätsverteilung in der Röntgenblitzkeule fast immer vorhandener Schwärzungsgradient berücksichtigt.

Nach dem gleichen Verfahren werden der Ort der Stoßfront s_s und die Schwärzung S_1 hinter der Stoßwelle gemessen. Durch

die automatische Bestimmung der Ortskoordinaten ist gewährleistet, daß mit dem Densitometer eine Auswertung bei gekrümmten Stoßwellenfronten längs mehrerer aufeinanderfolgender Densitometerscans möglich ist.

Aus den 3 Schwärzungswerten S_0, S_1 und S_2 kann nach Gleichung (3.5) das Schwärzungsverhältnis x berechnet werden. Aus der Ortsdifferenz s_s-s_e kann die Laufstrecke s der Stoßwelle bezogen auf die Grenzfläche zum Sprengstoff bestimmt werden, die zusammen mit dem Zeitpunkt der Röntgenblitzaufnahme erlaubt, einen Punkt der Weg-Zeit-Kurve festzulegen.

Eine einzelne solche Auswertung längs eines Densitometerscans ist wegen der Körnigkeit der Röntgenblitzaufnahmen mit einer großen Ungenauigkeit behaftet und für eine quantitative Bestimmung der Dichte ρ_1 hinter der Stoßfront und damit des Stoßwellendruckes noch nicht geeignet. Um die in den Aufnahmen enthaltene Information möglichst vollständig auszuwerten, wird jede Röntgenblitzaufnahme im zentralen Bereich dreißigmal mit dem Densitometer abgefahren bei 1 mm Abstand der 1 mm hohen Scanlinien. Aus diesen 30 Einzelwerten wird dann der Mittelwert x des Schwärzungsverhältnisses berechnet.

Ein systematischer Fehler dieses Verfahrens ist, daß hinter der Stoßfront die bei der Herleitung der Gleichung (3.5) vorausgesetzte Dicke d_0 der Probe nach dem Durchgang der Stoßfront im Bereich "1" nicht mehr exakt erfüllt ist. Die Probenoberflächen senkrecht zur Richtung der Röntgenstrah-

lung setzen sich durch das Abströmen des Materials in Bewegung, wobei eine Verdünnung in die Probe hineinläuft, die den zu messenden Zustand abbaut. Nun ist für die Röntgenabsorption allein die Anzahl und die Art der durchstrahlten Atome maßgeblich, so daß die Strömung senkrecht zur Bewegungsrichtung der Stoßwelle zu keinem Fehler führt, weil diese Komponente der Strömung in Richtung der Röntgenstrahlung liegt. Der verbleibende Einfluß durch die Geschwindigkeitskomponenten in Stoßwellenrichtung wurde dadurch klein gehalten, daß die Dicke d_0 der Probe groß gemacht wurde gegen den durch die Verdünnung gestörten Bereich, der von gleicher Größenordnung ist wie der Abstand des ausgewerteten Bereiches von der Stoßfront. Aus der Richtung des Einflusses der Verdünnung auf das Meßergebnis folgt, daß die Dichte hinter der Stoßfront systematisch zu klein gemessen wird. Dieser Einfluß ist bei den benutzten Geometrien aber nicht größer als 1 %.

Eine Störung der Messung ist bei Untersuchungen in inerten Proben möglich, wenn die Schwaden des als Stoßwellengenerator benutzten Sprengstoffes neben der Probe abströmen und im ausgewerteten Bereich zur Röntgenabsorption beitragen. Dadurch wird systematisch eine zu große Dichte in der Stoßwelle vorgetäuscht. Eine Abschätzung bei den im Abschnitt IV. beschriebenen Ergebnissen zeigt, daß eine Auswirkung nicht über eine Entfernung von mehr als 10 mm von der Grenzfläche zum Sprengstoff hinausgehen kann.

III.4. Kohle-Masse-Widerstände als Druckaufnehmer

Die Möglichkeit der Stoßwellendruckmessung bis 70 kbar mit Kohle-Masse-Widerständen wurde von Watson <57> gezeigt; es handelte sich dabei um den 1/8-Watt-Widerstand Typ BB der Firma ALLEN-BRADLEY mit einem Nennwiderstand von 470 Ω. Die Temperaturabhängigkeit dieses Widerstandstyps mit 220-Ω-Nennwiderstand wurde von Stankiewicz und White <75> bei statischen Drücken bis 11 kbar untersucht. Die Kalibrierung der Widerstände und Ergebnisse der Messung von Stoßwellendrücken wurde vom Verfasser in mehreren Vorträgen - <76>, <77>, <78>, <79> (zusammen mit Müller) - dargestellt. Die Anwendung zur Druckmessung in Sprengbohrlöchern wurde von Scholz <80> beschrieben. Als Sonde zur Erzeugung von Triggerimpulsen bei Detonationsfronten wurden die Widerstände von Tulis und Selman <81> eingesetzt. Messungen im Wasser beim Gap-Test sind von Trimborn und Wild <82> veröffentlicht worden. Ziel der im Folgenden beschriebenen Untersuchungen war es, das Meßverfahren für zeitaufgelöste Messungen bis zu möglichst hohen Druckwerten zu kalibrieren und anzuwenden.

III.4.1. Meßaufbau für Kohle-Masse-Widerstände

Die Anwendung von druckabhängigen Widerständen erfordert die zeitaufgelöste Messung von Widerstandswerten mit einer Auflösung im Bereich von 10 ns. Da die Umrechnung der Widerstandswerte in Stoßwellendrücke auf jeden Fall nur mit Hilfe

einer nichtlinearen Kalibrierungskurve erfolgen kann, würde der Betrieb der Widerstände aus einer Konstantstromquelle und die Messung des - zum Widerstandswert proportionalen - Spannungsabfalls hier keinen entscheidenden Vorteil bringen. Weil bei den Untersuchungen genügend große Widerstandsänderungen auftreten, konnte im Gegensatz zu Scholz <80> auf die Anwendung einer Voll-Brückenschaltung verzichtet werden.

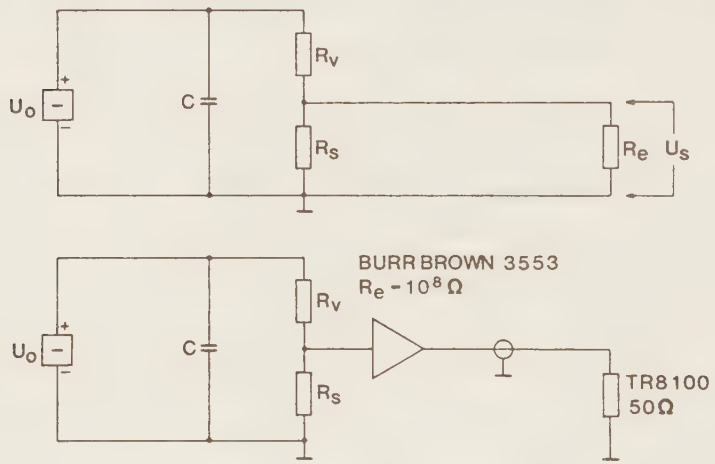

Abb. 3.6: Schaltung zur Messung der Widerstandswerte unter Stoßwellenbelastung.

Benutzt wurde eine Halbbrückenschaltung gemäß Abb. 3.6 mit dem Meßwiderstand R_s und dem Vorwiderstand R_v. Um den Spannungsabfall an R_s messen zu können, ist im Ersatzschaltbild der Eingangswiderstand R_e parallel zu R_s vorzusehen.

Der zeitliche Verlauf des Widerstandswertes $R_s(t)$ kann dann aus dem gemessenen Spannungsverlauf $U_s(t)$ berechnet werden:

$$R_s(t) = \left(\frac{U_{so}}{U_s(t)} * (R_e^{-1} + R_v^{-1} + R_{so}^{-1}) - (R_e^{-1} + R_v^{-1})\right)^{-1} \quad (3.6)$$

Dabei sind U_{so} und R_{so} die Werte von Spannung und Meßwiderstand im unbelasteten Zustand. Der Vorteil dieser Halbbrückenschaltung ist, daß neben den vor dem Versuch mit hoher Genauigkeit zu bestimmenden Werten R_{so}, R_e, R_v nur der Spannungsverlauf $U_s(t)$ mit einem Teil vor dem Eintreffen der Stoßwelle gemessen werden muß, um U_{so} bestimmen zu können. Die Größe der Betriebsspannung U_o - wenn sie nur während der Messung konstant ist - und die absolute Empfindlichkeit des Meßgerätes gehen nicht ein. Die Spannung U_o wird von einem stabilisierten Netzgerät geliefert; sie wird an der Halbbrückenschaltung mit dem Stützkondensator C (Elektrolytkondensator 220 µF und Keramik-Scheibenkondensator 22 nF parallel geschaltet) gegen die Zuleitung abgeblockt.

Bei Messungen an mit detonierenden Sprengstoffen erzeugten Stoßwellen sind Abstände von einigen Metern zwischen dem Meßwertaufnehmer und der Registrierung der Spannung unumgänglich. Das erfordert bei der angestrebten Zeitauflösung den Einsatz von Koaxialkabeln mit niedrigen Wellenwiderständen - allgemein 50 Ω. Damit wird auch der Eingangswiderstand in Abb. 3.6. R_e = 50 Ω. In Abb. 3.7 ist der Verlauf der normierten Meßspannung U_s/U_{so} als Funktion des Meßwiderstandes R_s für verschiedene Werte des Vorwiderstandes R_v dargestellt. Bei kleinen Vorwiderständen findet man die größte Spannungsänderung, wenn $R_s = R_v$ wird. Wählt man den Vorwiderstand groß gegen den Eingangswiderstand R_e, so fallen schließlich die Kurven fast zusammen, und man erhält für Sondenwiderstände über 100 Ω in jedem Fall eine schlechte

Auflösung.

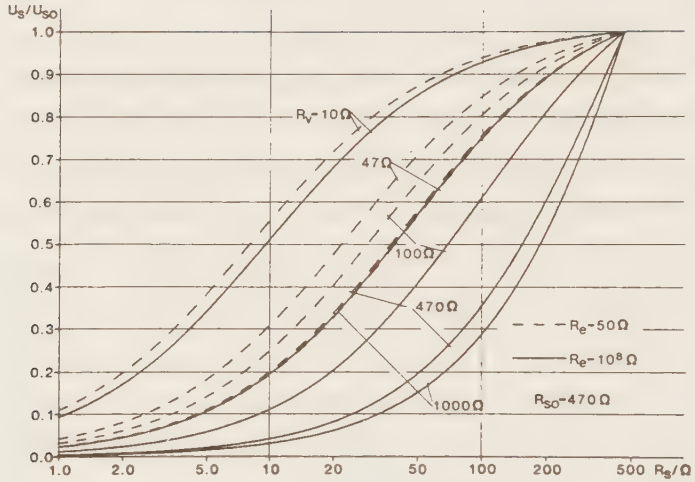

Abb. 3.7: Normierte Meßspannung U_s/U_{so} als Funktion des Meßwiderstandes R_s ohne Impedanzwandler (R_e = 50 Ω) und mit Impedanzwandler (R_e = 10^8 Ω).

Abhilfe kann man hier durch die Verwendung eines Impedanzwandlers in unmittelbarer Nähe der Meßschaltung schaffen. Der Impedanzwandler 3553 der Firma BURR-BROWN hat bei einer Bandbreite von 300 MHz auf der einen Seite einen Eingangswiderstand R_e = 10^{11} Ω und kann auf der anderen Seite bei einem Hub von 12 V eine 50-Ω-Last treiben. Rechnet man im eingebauten Zustand mit R_e = 10^8 Ω - das ist auf jeden Fall sehr groß gegenüber allen anderen Widerständen der Meßschaltung -, so zeigt die zugehörige Kurvenschar in Abb. 3.7, daß man jetzt mit Vorwiderständen R_v = R_{so} die größte Auflösung im Bereich von R_s = R_{so} erzielt. Damit werden auch kleine Abweichungen von R_{so} mit der Halbbrückenschaltung bei guter

Auflösung meßbar.

Die Meßspannungen wurden mit Transient-Recordern GOULD-BIOMATION Typ 8100 mit 8 Bit Amplitudenauflösung bei 20 MHz Analogbandbreite und 100 MHz Abtastrate bei einer Speichertiefe von 2 KByte aufgezeichnet. Für die Messungen standen bis zu 8 Kanäle - Meßwiderstand mit Spannungsversorgung U_0, Impedanzwandler mit zugehöriger $\pm$15-V-Spannungsversorgung, Transient-Recorder 8100 - zur Verfügung. Die Steuerung und Datenspeicherung erfolgte mit Hilfe eines Mikrocomputers <83>.

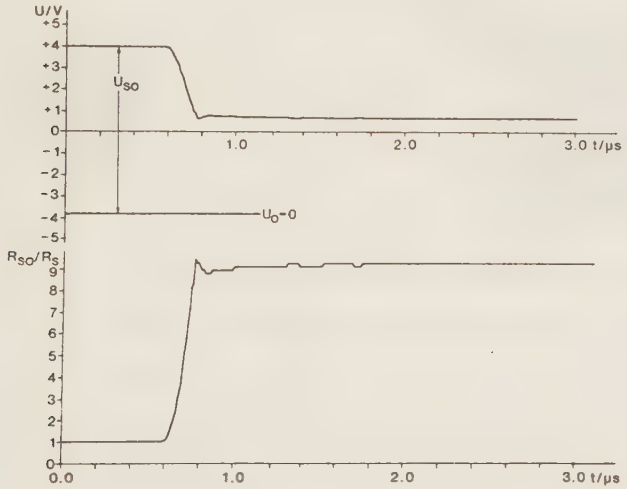

Abb. 3.8: Spannungsverlauf U(t) und daraus berechneter Widerstandsverlauf bei Änderung von R_{so} = 479 Ω auf R_s = 52 Ω mit einer Schaltzeit t_r = 200 ns (R_v = 46,8 Ω, R_e = 10^8 Ω, U_0 = 10 V).

Zur Prüfung des Einschwingverhaltens der Schaltung nach

Abb. 3.6 mit Impedanzwandler wurde dem Kohle-Masse-Widerstand R_{so} = 479 Ω ein Widerstand von 47 Ω mit einem Schalttransistor parallel geschaltet, so daß sich der Gesamtwiderstand unter Berücksichtigung der Kollektor-Emitter-Spannung am durchgeschalteten Transistor zu R_s = 52 Ω ergibt. Der in Abb. 3.8 gemessene Spannungsverlauf U(t) wurde mit einer Schaltzeit der Transistorschaltung t_r = 200 ns aufgenommen. Die Spannung U_o = 10 V wurde so gewählt, daß der Meßbereich des Transient-Recorders mit 200 von 256 Schritten möglichst gut ausgenutzt wurde. Der in der Abbildung wiedergegebene Spannungsverlauf von 3 µs Dauer ist ein Ausschnitt aus der insgesamt 20 µs umfassenden Aufzeichnung bei 10 ns Punktabstand. Mit Hilfe der vor dem Experiment aufgezeichneten Null-Linie mit U_o = 0 und den angegebenen Widerstandswerten wurde punktweise der R_{so}/R_s-Verlauf berechnet. Man erkennt, daß das geringfügige Unterschwingen beim Schalten im Spannungsverlauf zu einem deutlichen Überschwingen im Widerstandsverlauf führt. Der stationäre Endwert wird nach 200 ns bis auf die durch die Quantisierung gegebene Abweichung von 1 Schritt des AD-Wandlers im Transient-Recorder erreicht. Die Schaltzeit wurde hier mit 200 ns so gewählt, daß sie den Übergangszeiten unter Stoßwellenbelastung entspricht.

Bei einer Verkürzung der Schaltzeit wird das Unterschwingen im Spannungsverlauf zwar in der Amplitude größer, aber in seiner Dauer kleiner. Es wird verursacht durch Ausgleichsvorgänge auf der Spannungsversorgungsleitung vom Kondensator C in Abb. 3.6 bis zum Vorwiderstand R_v unmittelbar am Kohle-

Masse-Widerstand. Eine vollständige Beseitigung des Überschwingens kann mit einem 10-µF-Tantal-Kondensator am Vorwiderstand erreicht werden. Da dieser Kondensator aber bei jedem Experiment zerstört werden würde, wurde auf den Einbau verzichtet, zumal die zeitliche Auflösung in der Druckmessung der Kohle-Masse-Widerstände deutlich geringer ist als die Dauer der Schwingungen.

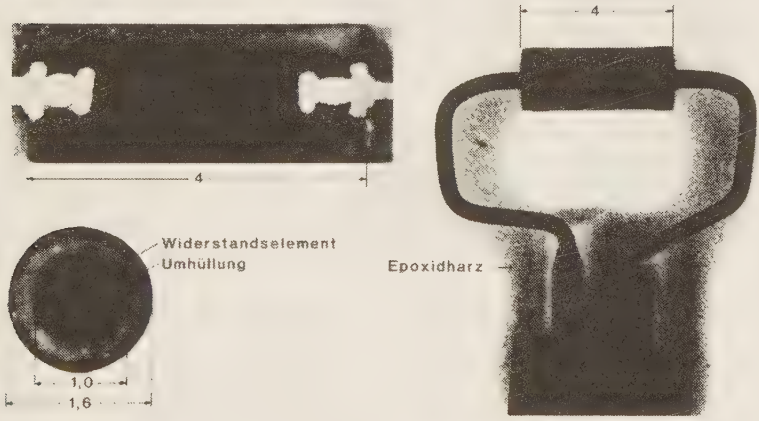

Abb. 3.9: Schliffbilder eines Kohle-Masse-Widerstandes und Aufbau zur Druckmessung in Flüssigkeiten.

Während es sich für Untersuchungen in Festkörpern anbietet, die Kohle-Masse-Widerstände in senkrecht zur Laufrichtung der Stoßwellen eingebrachte Bohrungen einzubetten <57>, wurde für die Untersuchungen in Flüssigkeiten der in Abb. 3.9 angegebene Aufbau gewählt. Der Widerstand hat die äußeren Abmessungen 1,6 mm Ø x 4 mm; seine Masse ohne die Anschlußdrähte beträgt etwa 20 mg. Den Mikroaufnahmen vom Schnitt durch den Widerstand ist zu entnehmen, daß das Widerstands-

element selbst die Abmessungen 1,0 mm Ø x 2,4 mm hat.

Bei der Herstellung einer Drucksonde werden die 0,40 mm dicken Anschlußdrähte zunächst zu einem Rahmen gebogen und dann an 0,8 mm dicke Drähte mit Gewebeisolation angelötet. Um einen Nebenschluß durch die nicht vernachlässigbare Leitfähigkeit der Flüssigkeit unter Stoßwellenbelastung zu vermeiden, werden die Anschlußdrähte mit den Lötstellen in Epoxidharz (HENKEL STABILIT) eingebettet, von dem bekannt ist, daß es bis zu Stoßwellendrücken von 400 kbar weder elektrisch leitend wird, noch daß durch Stoßpolarisation elektrische Spannungen erzeugt werden <38>. An die etwa 10 cm langen 0,8-mm-Ø-Drähte werden außerhalb einer Durchführung durch eine PVC-Trägerplatte der Vorwiderstand R_V, ein ca. 1 m langes Miniatur-Koaxialkabel RG174U als Meßleitung bis zum Impedanzwandler und eine verdrillte Paralleldrahtleitung zur Spannungsversorgung bis zum Stützkondensator C in Abb. 3.6 angelötet.

III.4.2. Stoßwellenmessungen in Wasser

Um die Kohle-Masse-Widerstände als Aufnehmer für Stoßwellendrücke anwenden zu können, ist eine Kalibrierung erforderlich. Ziel der Experimente war es, die Kalibrierung mit einer einheitlichen Anordnung zur Stoßwellenerzeugung von Drücken im Kilobarbereich bis zu über 100 kbar hinaus durchzuführen. Dazu wurde Wasser als Stoßwellenmedium ausgewählt, weil in der Literatur verläßliche Stoßwellendaten für diesen

Druckbereich vorliegen und weil die Stoßwellenimpedanz sich von der der Widerstände nicht erheblich unterscheidet.

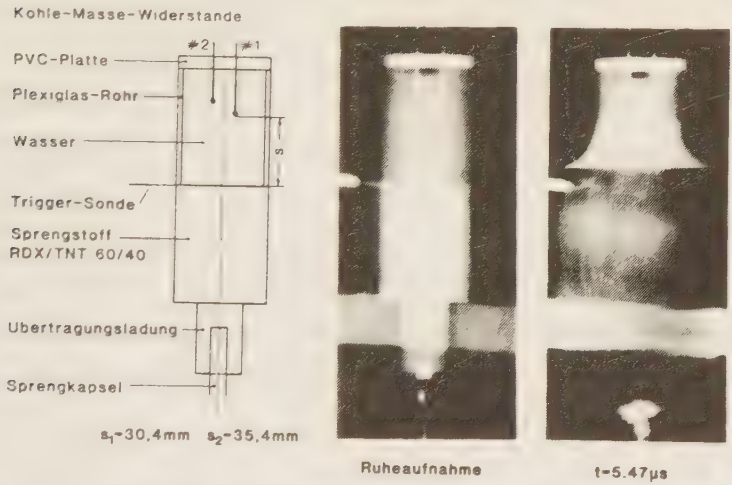

Abb. 3.10: Aufbau des Stoßwellengenerators zur Messung an ebenen Stoßwellen, Röntgenblitzaufnahme vor der Sprengung und zum Zeitpunkt, an dem die Stoßwelle den ersten Kohle-Masse-Widerstand erreicht.

Zur Kalibrierung der Kohle-Masse-Widerstände als Druckaufnehmer wurden Messungen an ebenen Stoßwellen in Wasser durchgeführt, wobei der Stoßwellendruck über die Stoßwellengeschwindigkeit und die von Walsh und Rice <84>, <85> angegebene Zustandsgleichung bestimmt wurde. Den Versuchsaufbau zeigt Abb. 3.10. Eine zylindrische Sprengladung aus RDX/TNT 60/40 (Hexogen/Trinitrotoluol) mit 40 mm Durchmesser und 50 mm Länge wird mit einer Übertragungsladung von unten durch eine elektrische Sprengkapsel zur Detonation gebracht. Im Sprengstoff breitet sich die Detonationsfront kugelförmig aus.

Nach einer Laufstrecke von 64 mm trifft sie auf die Grenzfläche zum Wasser, in das eine Stoßwelle eingekoppelt wird. Der mittlere Bereich mit einem Radius von 5 mm, in dem die Messung mit den Kohle-Masse-Widerständen durchgeführt wird, kann dabei in guter Näherung als eben angesehen werden.

Zur Festlegung des Zeit-Nullpunktes und zur Triggerung der Meßapparatur befindet sich außen am Ende der Sprengladung eine koaxiale Triggersonde. Im Wasser sind im Abstand s_1 und s_2 von der Grenzfläche zum Sprengstoff zwei Kohle-Masse-Widerstände angebracht, auf die die Stoßfront parallel zur Achse des Widerstandselementes auftrifft. In Abb. 3.10 ist bei der Röntgenblitzaufnahme t = 5,47 µs die Stoßwelle gerade am ersten Widerstand angekommen.

Zur Kalibrierung wurden etwa 50 dieser Experimente durchgeführt, bei denen 100 Kohle-Masse-Widerstände mit einem Nominalwert von 470 Ω untersucht wurden. Bei jedem Widerstand konnten der Widerstandswert unter Stoßwellenbelastung und der Ankunftszeitpunkt der Stoßwelle (siehe auch Abb. 3.15) bezogen auf den Zeitpunkt des Ansprechens der Trigger-Sonde bestimmt werden. Zusammen mit den vor der Sprengung gemessenen Abständen s der Kohle-Masse-Widerstände von der Grenzfläche zum Sprengstoff können die Laufstrecken s der Stoßwelle als Funktion der Laufzeit t in einem Weg-Zeit-Diagramm, Abb. 3.11, dargestellt werden.

Da die Stoßwellengeschwindigkeit mit der Laufstrecke stetig abnimmt und schließlich die Schallgeschwindigkeit c in der

akustischen Näherung erreicht, wurden die Meßwerte s(t) durch Subtraktion des "akustischen Anteils c*t" zu:

$$s_1(t) = s(t) - c*t \qquad (3.7)$$

umgerechnet.

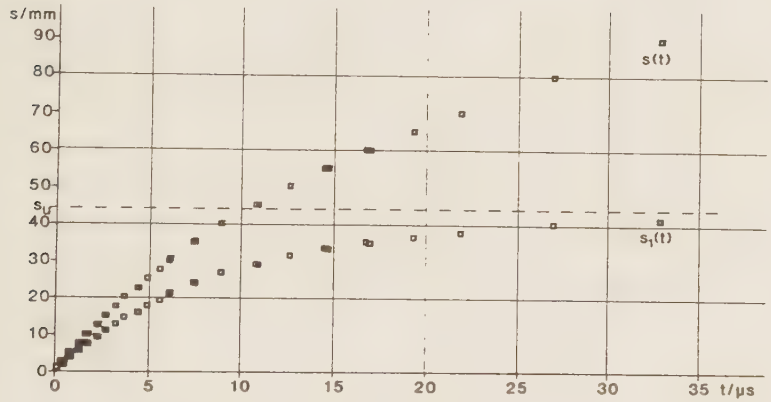

Abb. 3.11: Weg-Zeit-Kurve für Stoßwellen in Wasser in der Anordnung nach Abb. 3.10.

Diese umgerechneten Werte $s_1(t)$ sind ebenfalls in Abb. 3.11 dargestellt. Für große Zeiten nähern sich die Werte asymptotisch einem Grenzwert s_u. Durch diese Reduzierung der Meßwerte wurde erreicht, daß bei einer entsprechenden Ausgleichsfunktion die Beschreibung bis in die akustische Näherung korrekt bleibt.

Der Verlauf der Werte legt die Beschreibung durch eine Ausgleichsfunktion der Form $s_1(t) = s_u - s_0*\exp(P(t))$ nahe, wobei P(t) ein noch geeignet zu wählendes Ausgleichspolynom ist. Abb. 3.12 zeigt die Darstellung der entsprechend redu-

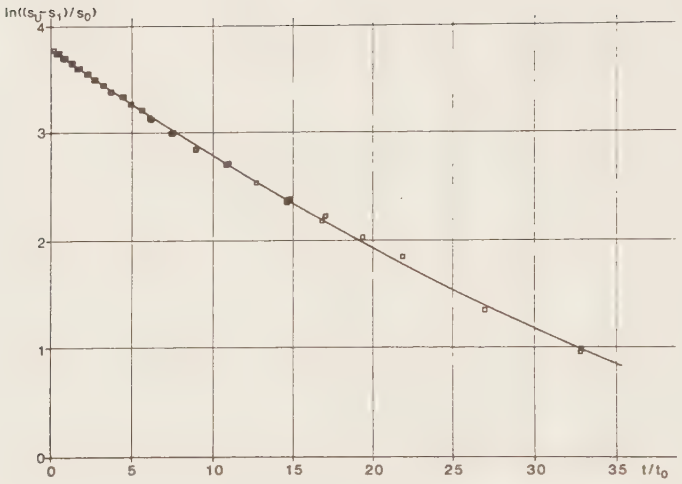

Abb. 3.12: Darstellung der reduzierten Weg-Zeit-Kurve aus Abb. 3.11 durch ein quadratisches Ausgleichspolynom.

zierten Werte $\ln((s_u-s_1)/s_0)$ mit s_0 = 1 mm als Funktion der normierten Zeit t/t_0 mit t_0 = 1 µs. Der Verlauf weicht nur geringfügig von einer Geraden ab. Es wurde daher für die Ausgleichsrechnung ein Polynom 2. Grades benutzt, so daß die Weg-Zeit-Kurve beschrieben werden kann durch die folgende Gleichung:

$$s(t) = s_u + c*t - s_0*\exp(a_2*(t/t_0)^2+a_1*(t/t_0)+a_0). \quad (3.8)$$

Dabei sind a_0 - a_2 die durch die Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate erhaltenen Koeffizienten. Die Wahl von s_u ist unkritisch, da, selbst bei erheblichen Abweichungen von dem der graphischen Darstellung zu

entnehmenden Wert, die Gleichung (3.8) nach der Ausgleichsrechnung immer noch in befriedigender Weise die Meßwerte beschreibt.

Durch die Darstellung der Weg-Zeit-Kurve in der Form der Gleichung (3.8) ist es möglich, die für die weitere Auswertung benötigte Stoßwellengeschwindigkeit u_s zu berechnen:

$$u_s = c - (s_0/t_0)*(2a_2+a_1) \\ *\exp(a_2*(t/t_0)^2+a_1*(t/t_0)+a_0). \qquad (3.9)$$

In Abb. 3.12 ist das Ergebnis der Parabelregression mit n = 93 Wertepaaren eingezeichnet, die Meßpunkte werden im gesamten Bereich durch die Funktion mit guter Genauigkeit beschrieben.

Die Ausgleichskoeffizienten sind:

$a_0 = 3{,}770$,

$a_1 = -1{,}036*10^{-1}$,

$a_2 = 5{,}858*10^{-4}$,

bei den vorgegebenen Daten:

$c = 1{,}483$ mm/µs <86>,

$s_u = 44$ mm.

In Abb. 3.13 sind die gemessenen Laufzeiten der Stoßwellen als Funktion der Laufstrecke noch einmal zusammen mit der Ausgleichsfunktion nach Gleichung (3.8) dargestellt. Wegen der gekrümmten Detonationsfront stimmt der Nullpunkt der Zeitskala nicht mit dem Zeitpunkt überein, zu dem bei s = 0 die Detonationsfront in der Achse der Versuchsanordnung auf

das Wasser trifft. Damit ergibt sich zum Zeitpunkt t = 0 bereits eine Laufstrecke s(t=0) = 0,6 mm.

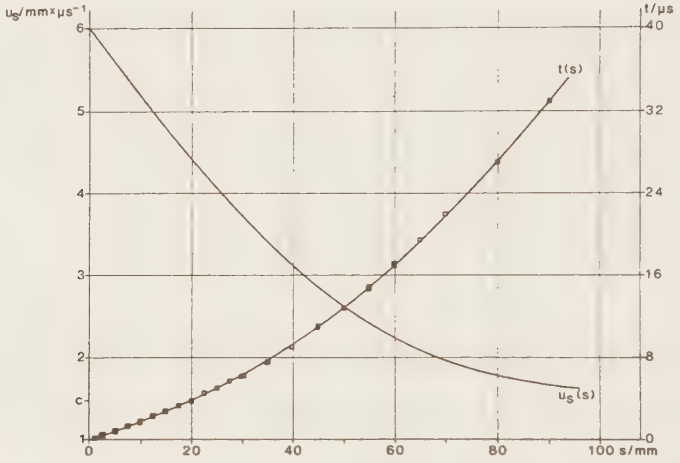

Abb. 3.13: Laufzeit t und Geschwindigkeit u_s als Funktion der Laufstrecke s für Stoßwellen in Wasser.

Der Verlauf der Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Laufstrecke s zeigt, daß an der Grenzfläche vom Sprengstoff eine Stoßwelle mit u_s = 6,03 mm/µs eingekoppelt wird, deren Geschwindigkeit nach 90 mm Laufstrecke auf u_s = 1,66 mm/µs abgesunken ist. Der Grenzfall der akustischen Näherung wird natürlich korrekt beschrieben, da er bei der Auswertung vorgegeben war.

Auf Grund umfangreicher Messungen der Stoßwellengeschwindigkeit u_s und der Partikelgeschwindigkeit u_p durch Walsh und Rice <84> berechneten die Autoren in einer anschließenden Arbeit <85> die folgende Ausgleichsfunktion zur Darstellung der Hugoniot-Kurve des Wassers:

$$u_s = a * \log(1 + u_p/b) + c \qquad (3.10)$$

mit den Konstanten:

a = 25,306 mm/µs,

b = 5,190 mm/µs,

c = 1,483 mm/µs.

Dabei ist die Konstante c gleich der Schallgeschwindigkeit in Wasser unter Normalbedingungen.

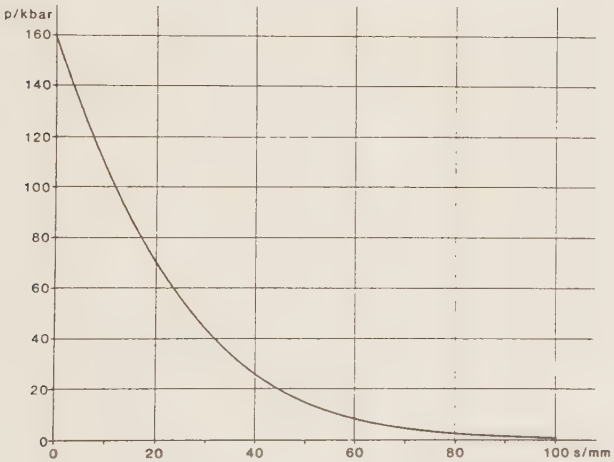

Abb. 3.14: Stoßwellendruck p als Funktion der Laufstrecke s für Stoßwellen in Wasser.

Mit Hilfe der Gleichungen (2.2), (3.8), (3.9) und (3.10) kann der Stoßwellendruck p als Funktion der Laufstrecke s in Wasser berechnet werden. Die graphische Darstellung in Abb. 3.14 zeigt, daß der Druck von einem Ausgangswert p(s=0) = 160 kbar an der Grenzfläche zum Sprengstoff nach 90 mm Laufstrecke auf p(s=90 mm) = 1,40 kbar abgefallen ist.

Der zur Kalibrierung verwendete Versuchsaufbau ermöglicht es daher, mit einer Anordnung Stoßwellen in einem Druckbereich von mehr als zwei Größenordnungen zu untersuchen.

III.4.3. Kalibrierung der Druckabhängigkeit der 470-Ω-Widerstände

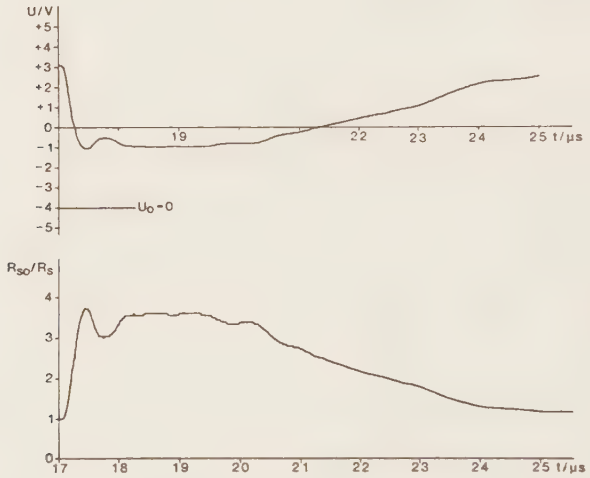

Abb. 3.15: Spannungsverlauf U(t) und daraus berechneter Widerstandsverlauf $R_{so}/R_s(t)$ bei einem Kohle-Masse-Widerstand in der Anordnung nach Abb. 3.10 (s = 60,0 mm, R_{so} = 485 Ω, R_v = 489 Ω, R_e = 10^8 Ω).

Das Ergebnis einer Messung mit einem Kohle-Masse-Widerstand in Wasser im Abstand s = 60.0 mm von der Sprengstoffoberfläche ist in Abb. 3.15 dargestellt. Zum Zeitpunkt t = 17,10 µs erreicht die Stoßwelle den Widerstand, die Spannung am Widerstand sinkt mit einer Abfallzeit t_r = 0,20 µs auf etwa die

Hälfte ihres Ausgangswertes ab. Verursacht wird dies durch die Abnahme des Widerstandes R_s, so daß das Widerstandsverhältnis R_{so}/R_s vom Ausgangswert 1 bis auf einen Maximalwert 3,75 ansteigt. Nach dem Durchlaufen eines Minimums wird im Zeitbereich von 18,1 µs bis 19,4 µs ein bis auf die Schrittweite des Transient-Recorders konstanter Wert R_{so}/R_s = 3,5 - 3,6 erreicht. Wie der Vergleich mit Abb. 3.8 zeigt, kann die Schwingung am Anfang nicht allein durch Schwingungen im elektrischen Teil des Meßsystems bedingt sein. Eine weitere Ursache ist in Stoßwellen-Reflexionen im geschichtet aufgebauten Widerstand selbst und an der hinteren Grenzfläche des Widerstandes zum Wasser hin zu suchen.

Die Ansprechzeit t_r des Widerstandes ist weitgehend bestimmt durch die Zeit, die die Stoßwelle braucht, um durch das Widerstandselement zu laufen; eine quantitative Auswertung ist im Abschnitt III.4.5. im Rahmen der zeitaufgelösten Messungen im Polymethylmethacrylat beschrieben.

Um die Einflüsse der Laufzeit und der Reflexionen im Widerstandselement auszuschließen, wurde für die Kalibrierung der etwa 1 µs nach dem Eintreffen der Stoßwelle erreichte Wert R_{so}/R_s = 3,55 bei dieser Messung als repräsentativ für den Stoßwellendruck p = 8,2 kbar gemäß Abb. 3.14 angenommen. Im Bereich von 19,4 - 24,0 µs fällt R_{so}/R_s durch den Druckabbau - verursacht durch die von außen einlaufenden Verdünnungen - bis auf einen Wert 1,15 ab. Der Ausgangswert des unbelasteten Kohle-Masse-Widerstandes wird damit fast wieder erreicht.

Gegenüber dem Beispiel in Abb. 3.15 tritt bei höheren Stoßwellendrücken ein erheblich größeres Überschwingen am Anfang des Widerstandsverlaufes auf. Außerdem kann die Meßzeit - insbesondere in unmittelbarer Nähe zum Sprengstoff - bereits nach 1 µs durch einen Kurzschluß beendet werden. Solch ein Kurzschluß ist daran zu erkennen, daß die Spannung in Zeiten von etwa 20 ns auf den Wert 0 V abfällt. Fehlinterpretationen der Spannungsverläufe mit der Angabe von zu hohen Drücken sind dabei ausgeschlossen.

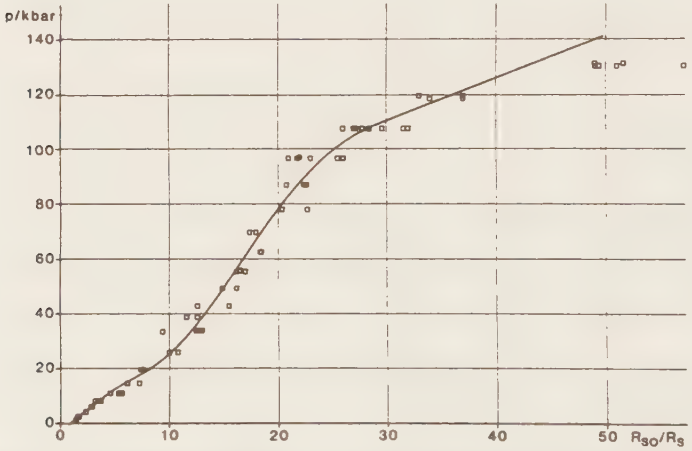

Abb. 3.16: Stoßwellendruck p als Funktion des Widerstandsverhältnisses R_{SO}/R_S für Kohle-Masse-Widerstände mit einem Nominalwert R_{SO} = 470 Ω.

Die berechneten Stoßwellendrücke p sind als Funktion der, wie oben angegeben, gemessenen Widerstandsverhältnisse R_{SO}/R_S in Abb. 3.16 dargestellt. Insgesamt sind 71 Meßpunkte im Druckbereich von 1,4 - 130 kbar vorhanden. Die absolute

Streuung der Meßpunkte nimmt mit steigendem R_{SO}/R_S zu. Im untersuchten Druckbereich ist mit einer statistischen Schwankungsbreite etwa 10 % zu rechnen.

Bei der Aufstellung der Kalibrierungskurve war als Nebenbedingung zu berücksichtigen, daß damit eine möglichst einfache Berechnung des Stoßwellendruckes aus dem gemessenen Spannungsverlauf über das Widerstandsverhältnis möglich sein sollte. Für den mit einem einzigen Transient-Recorder gemessenen Spannungsverlauf müssen immerhin 2048 Werte in die zugehörigen Drücke umgerechnet werden.

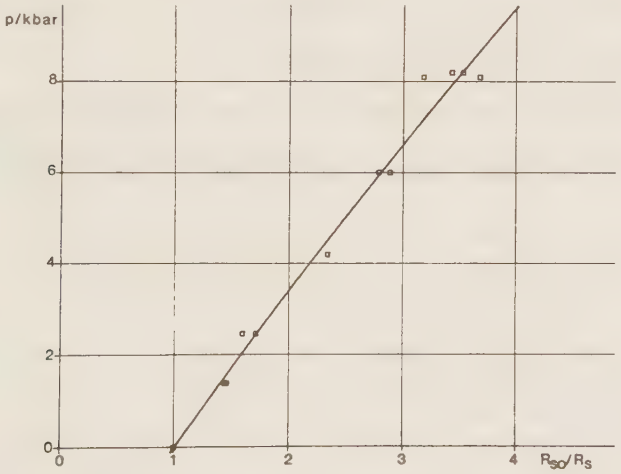

Abb. 3.17: Stoßwellendruck p als Funktion des Widerstandsverhältnisses R_{SO}/R_S bei kleinen Drücken (R_{SO} = 470 Ω).

Der wesentliche Teil der Meßwerte in Abb. 3.16 läßt sich durch ein Polynom 7. Grades zufriedenstellend beschreiben. Die aber auch dann noch vorhandenen Abweichungen im Bereich

bis $R_{so}/R_s = 4,2$ wurden durch eine getrennte Ausgleichsrechnung mit einem Polynom 2. Grades beschrieben. Das Ergebnis ist in Abb 3.17 als Ausschnitt aus Abb. 3.16 dargestellt. Der Verlauf der Kurve bis in den Ausgangspunkt $R_{so}/R_s = 1$ zeigt, daß auch noch Messungen im Bereich bis herunter zu etwa 100 bar mit annehmbarer Genauigkeit möglich sind.

Im Bereich hoher Stoßwellendrücke mit $R_{so}/R_s \geq 29$ wurde die lineare Extrapolation des Polynoms 7. Grades benutzt, da das Ausgleichspolynom wegen der großen Streuung der Meßpunkte keine vernünftige Beschreibung liefert. Die Anwendung sollte wegen dieser Streuung der Meßpunkte auf den Druckbereich unter 120 kbar beschränkt bleiben.

Die in Abb. 3.16 und Abb. 3.17 eingezeichnete Kalibrierungskurve wird insgesamt durch folgende Polynome beschrieben:

a. $1 \leq R_{so}/R_s < 4,2$:

$$p = a_{02}*(R_{so}/R_s)^2 + a_{01}*(R_{so}/R_s) + a_{00}$$

$a_{00} = -3,606$ kbar

$a_{01} = 3,692$ kbar

$a_{02} = -0,101$ kbar

b. $4,2 \leq R_{so}/R_s < 29$:

$$p = \sum_{i=0}^{7} a_{1i}*(R_{so}/R_s)^i$$

$a_{10} = -2,542*10^{+1}$ kbar

$a_{11} = +1,694*10^{+1}$ kbar

$a_{12} = -3,016*10^{0}$ kbar

$a_{13} = +2,871*10^{-1}$ kbar

$a_{14} = -1{,}323 * 10^{-2}$ kbar

$a_{15} = +3{,}151 * 10^{-4}$ kbar

$a_{16} = -3{,}755 * 10^{-6}$ kbar

$a_{17} = +1{,}774 * 10^{-8}$ kbar

c. $29 \leq R_{so}/R_s < 50$

$p = a_{21} * (R_{so}/R_s) + a_{20}$

$a_{20} = 63{,}86$ kbar

$a_{21} = 1{,}571$ kbar

Der Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren zeigt zum Teil erhebliche Differenzen. Dabei wurde jeweils der Stoßwellendruck p zu einem vorgegebenen Widerstandsverhältnis R_{so}/R_s betrachtet. Die in der Methode der Stoßwellenerzeugung vergleichbar gewonnenen Werte von Watson <57> liegen bei dessen kleinstem Wert von $R_{so}/R_s = 4{,}15$ 30 % oberhalb der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Werte. Im weiteren Verlauf liegen die Werte dagegen systematisch unterhalb, und zwar um 30 % bei 9,5, um 125 % bei 18,2 und um 60 % bei 31,5. Dynamische Messungen im Millisekundenbereich von Scholz <80> bei Drücken von 0,2 bis 2,4 kbar liegen systematisch 30 - 60 % höher. Obwohl die statischen Messungen von Stankiewicz und White <75> mit 220-Ω-Widerständen durchgeführt wurden, sind hier die Abweichungen mit 10 - 30 % noch am geringsten, wobei der systematische Anteil in der Richtung liegt, die durch den kleineren Nennwert verursacht wird. Untersuchungen von Lauber-Altmann <87> und von Müller und Zhang <88> in Aluminium und Plexiglas mit dem elektrischen Aufbau wie in Abb. 3.6, bei denen die Stoßwellen mit

einer Leichtgas-Kanone nach der Beschußmethode erzeugt wurden, zeigen Abweichungen von weniger als 5 % zwischen den mit Kohle-Masse-Widerständen gemessenen Drücken und den aus der Geschoßgeschwindigkeit nach dem Impedanzverfahren berechneten Werten.

Abb. 3.18: Stoßwellendruck p(t) berechnet aus der Spannung U(t) in Abb. 3.15.

Der in Abb. 3.15 wiedergegebene Spannungsverlauf wurde mit Hilfe der Kalibrierungskurve in Abb. 3.16 in Druckwerte umgerechnet, deren zeitlicher Verlauf in Abb. 3.18 dargestellt ist. Wegen der nahezu linearen Kalibrierungskurve im unteren Druckbereich ist dieser Verlauf dem des Widerstandsverhältnisses in Abb. 3.15 sehr ähnlich. Der Druck erreicht im ersten Maximum einen Spitzenwert von 8,7 kbar, im Minimum geht er dann auf 6,6 kbar zurück und beträgt im Bereich des Plateaus von 18,1 µs bis 19,4 µs 8,2 kbar. Anschließend fällt

der Druck durch die einlaufende Verdünnung nahezu zeitlinear bis auf 1 kbar zum Zeitpunkt t = 24,1 µs ab. Ab 25 µs beträgt der von dem Kohle-Masse-Widerstand gemessene Druck noch 0,5 kbar.

III.4.4. Kalibrierung von 47- und 4700-Ω-Widerständen

Während von Watson <57> und von Scholz <80> ausgesuchte Widerstände mit geringer Streubreite um einen Sollwert benutzt wurden, um im Wert des Widerstandes unter Stoßwellenbelastung direkt ein Maß für den Stoßwellendruck zu haben, sind die Messungen im Rahmen dieser Arbeit mit Widerständen mit der vom Hersteller gelieferten Toleranz von 5 % durchgeführt worden. Die durch diese Streubreite bedingten Einflüsse werden in 1. Näherung dadurch ausgeglichen, daß als Kenngröße das Widerstandsverhältnis R_{so}/R_s verwendet wird. Um die Empfindlichkeit - als Kehrwert der Steigung der $p(R_{so}/R_s)$-Kurve in Abb. 3.16 - der Kohle-Masse-Widerstände in Abhängigkeit vom Ausgangswert R_{so} zu bestimmen, wurden einige Messungen mit 47- und 4700-Ω-Widerständen des gleichen Typs durchgeführt.

Die dabei gemessenen Kalibrierungskurven bei Stoßwellendrücken bis 50 kbar sind in Abb. 3.19 zusammen mit der Kurve für R_{so} = 470 Ω dargestellt. Charakterisiert man die Kurven durch den Kehrwert r_o der Anfangssteilheit, so ergibt sich:

$$r_o = 0{,}18 \text{ kbar}^{-1} \quad \text{für } R_{so} = 47\ \Omega,$$
$$r_o = 0{,}29 \text{ kbar}^{-1} \quad \text{für } R_{so} = 470\ \Omega,$$

$r_o = 0{,}48\ \text{kbar}^{-1}$ für $R_{so} = 4700\ \Omega$.

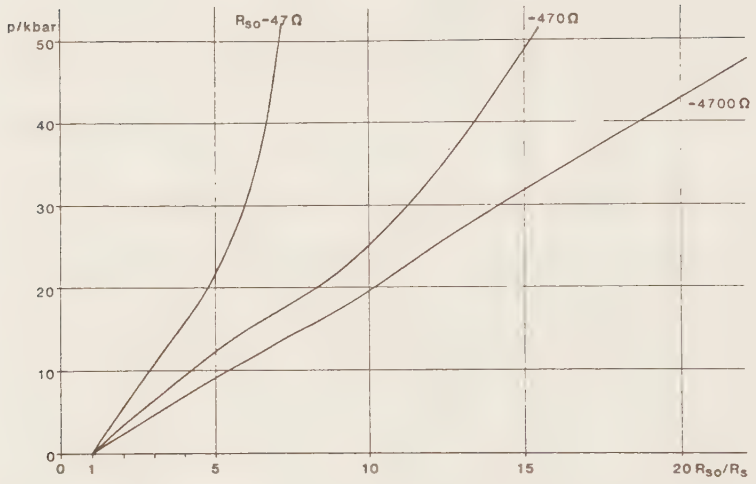

Abb. 3.19: Stoßwellendruck p als Funktion des Widerstandsverhältnisses R_{so}/R_s für Kohle-Masse-Widerstände mit Nominalwerten R_{so} = 47 Ω, 470 Ω und 4700 Ω.

Bei 5 % Streubreite der Widerstände bleiben die dadurch bedingten Abweichungen in der Empfindlichkeit r_o unter 1 %. Sie sind damit um eine Größenordnung kleiner als die Schwankungen der Meßwerte in Abb. 3.16.

Der Abb. 3.19 ist zu entnehmen, daß die Druckempfindlichkeit mit steigendem Widerstandswert zunimmt. Da die erreichbare Genauigkeit bei der Anwendung zur Druckmessung aber nicht zuletzt vom Absolutwert R_s unter Stoßwellenbelastung abhängt, können Messungen mit den 4700-Ω-Widerständen bei hohen Drücken interessant werden. Dazu wurden diese Widerstände in der Anordnung mit ebenen Stoßwellen nach Abb. 3.10 und

mit Machschen Stoßwellen in Wasser bei einer zylindersymmetrischen Anordnung <38> bei Drücken bis 300 kbar untersucht.

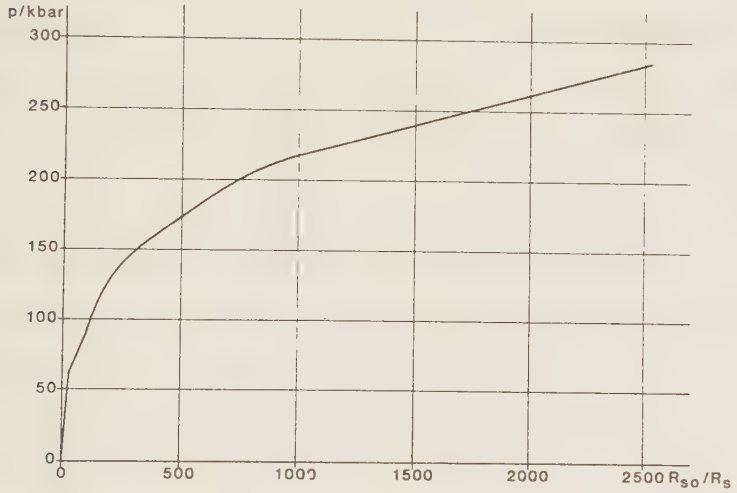

Abb. 3.20: Stoßwellendruck p als Funktion des Widerstandsverhältnisses R_{so}/R_s für Kohle-Masse-Widerstände mit einem Nominalwert R_{so} = 4700 Ω.

Die dabei erhaltene Kalibrierungskurve ist in Abb. 3.20 dargestellt. Unter Berücksichtigung der erheblichen Streuung der Meßwerte bei Drücken über 250 kbar lassen sich mit diesen Widerständen Drücke bis etwa 230 kbar messen, wobei der Widerstand von R_{so} = 4700 Ω auf R_s = 3 Ω absinkt. Die Anwendbarkeit wird hier begrenzt durch die oberhalb 150 kbar zunehmende Druckempfindlichkeit der Widerstände. Das prinzipiell gleiche Verhalten zeigen auch die 470-Ω-Widerstände in Abb. 3.16.

III.4.5. Zeitaufgelöste Messung der Stoßwellenreflexion

Bei den bisher dargestellten Meßergebnissen von Kohle-Masse-Widerständen wurde nur ein einziger Wert dem zeitabhängigen Druckverlauf entnommen und als charakteristisch für den Stoßwellendruck angesehen. Dieses Verfahren wurde bereits in der ersten Arbeit zu diesem Thema von Watson <57> benutzt. Die Eignung der Widerstände für die Messung des zeitlichen Verlaufes bei Drücken im Kilobarbereich wurde von Scholz <80> gezeigt. Um die Brauchbarkeit und ihre Grenzen auch bei höheren Drücken zu zeigen, wurden Experimente im Polymethylmethacrylat (PMMA, PLEXIGLAS) mit definierten Abständen (d-s in Abb. 3.21) der Kohle-Masse-Widerstände zur Rückseite der Probe durchgeführt.

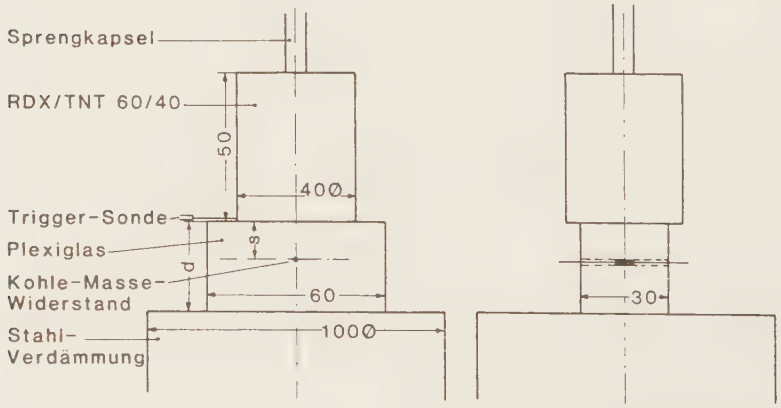

Abb. 3.21: Versuchsaufbau für Stoßwellendruckmessungen in Plexiglas mit rückseitiger Stahl-Verdämmung.

Eine zylindrische RDX/TNT-60/40-Ladung mit 40 mm Durchmesser

und 50 mm Länge wird von oben durch eine elektrische Sprengkapsel zur Detonation gebracht. An der Grenzfläche zum Plexiglas wird eine Stoßwelle in den quaderförmigen Probekörper eingekoppelt, in dem sich im Abstand s ein Kohle-Masse-Widerstand in einer Bohrung eingeklebt befindet. Wegen der fehlenden Rotationssymmetrie der Probe wurde hier auf den gleichzeitigen Einsatz mehrerer Kohle-Masse-Widerstände verzichtet. Bei Messungen zur Stoßwellenreflexion waren die Rückseiten der Proben zum Teil mit Stahlplatten verdämmt.

Mit dieser Anordnung ist es möglich, die Widerstände einige Mikrosekunden nach dem Durchgang der Stoßwelle mit der von der unverdämmten Rückseite einlaufenden Verdünnungswelle oder der von einer Verdämmung reflektierten Stoßwelle zu beaufschlagen.

Abb. 3.22 zeigt den mit Kohle-Masse-Widerständen (R_{so} = 470 Ω) gemessenen Druckverlauf an zwei PMMA-Proben, die sich nur in ihrer Dicke um 0,3 mm unterscheiden. Die Rückseite der Proben war in dem Aufbau nach Abb. 3.21 nicht verdämmt; sie läßt sich im Rahmen der Meßgenauigkeit als "freie Oberfläche" ansehen. Als Ankunftszeitpunkt der Stoßwelle am Kohle-Masse-Widerstand erhält man in beiden Fällen eine Zeit von 12,56 µs bezogen auf das Ansprechen der Pin-Kontakt-Sonde am Sprengstoff. Da diese Ankunftszeit im allgemeinen Fall nur schlecht abzulesen ist, wurde in Abb. 3.22 der weitgehend lineare Anstieg des Druckimpulses linear nach unten verlängert, wodurch der Zeitpunkt t_1 = 12,61 µs im Versuch 14/79 bzw. t_1 = 12,63 µs im Versuch 15/79 als charakteri-

stisch für das Eintreffen der Stoßwelle am Kohle-Masse-Widerstand angesehen werden kann.

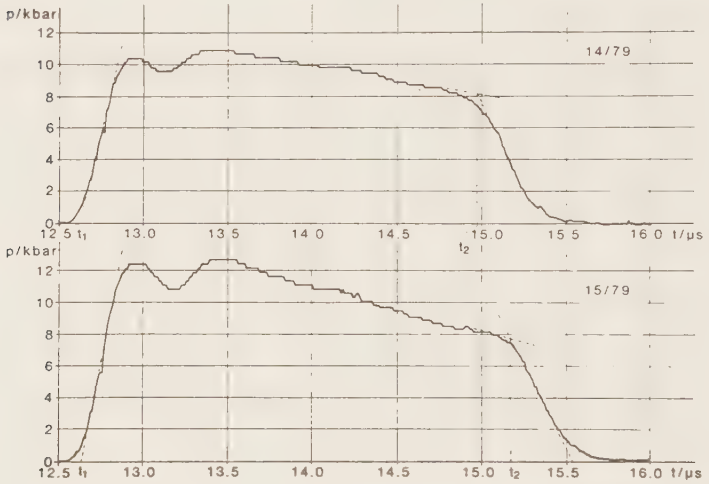

Abb. 3.22: Gemessener Druckverlauf an Stoßwellen in PMMA bei Reflexion an einer freien Oberfläche (14/79: d = 58,2 mm, s = 54,7 mm; 15/79: d = 58,5 mm, s = 55,0 mm).

Für die Anstiegszeit - von 10 % auf 90 % - des Druckes ergibt sich t_r = 0,18 µs bzw. t_r = 0,21 µs. Dem anschließend als konstant zu erwartenden Druck ist in beiden Versuchen eine Schwingung von etwa 1 µs Periodendauer bei einer Amplitude von 10 % des Druckwertes überlagert. Der Wert der Periodendauer entspricht etwa der doppelten Laufzeit der Stoßwelle durch den 1,6 mm dicken Kohle-Masse-Widerstand. Dabei kommt es wegen der fehlenden Stoßwellenanpassung zum umgebenden Probenmaterial zu Reflexionen. Messungen an einer Leichtgaskanone <79> zeigen allerdings, daß die Struktur

zumindest teilweise durch eine Struktur der Stoßwelle selbst verursacht sein muß.

Erreicht wird im Versuch 14/79 ein Maximaldruck p_s = 10,8 kbar und im Versuch 15/79 p_s = 12,7 kbar. Mögliche Ursachen für diese Abweichung sind in Exemplarstreuungen der Kohle-Masse-Widerstände und in unterschiedlichen - aus dem Sprengstoff eingekoppelten - Stoßwellendrücken zu suchen. Bedingt durch die von den Seiten einlaufenden Verdünnungen fällt der Druck bis zum Zeitpunkt t_2 auf etwa 8 kbar ab. Zu diesem Zeitpunkt - 14/79: t_2 = 14,98 µs; 15/79: t_2 = 15,48 µs - erreicht die von der Rückseite einlaufende Verdünnungswelle den Druckaufnehmer. Der Druck fällt mit einer Abfallzeit (90 % auf 10 %) t_f = 0,29 µs bzw. t_f = 0,31 µs und erreicht schließlich im Rahmen der Meßgenauigkeit in beiden Versuchen wieder den Wert Null, wie es theoretisch an einer "freien Oberfläche" erwartet wird.

Versucht man die Anstiegszeit des Kohle-Masse-Widerstandes als Druckaufnehmer zu berechnen, so liefert die einfache Näherung, daß die Stoßwelle mit der Geschwindigkeit u_s = 3,13 mm/µs (entsprechend 12 kbar) durch das 1 mm dicke Widerstandselement läuft, einen Wert t_d = 0,32 µs für das Durchlaufen der Gesamtstrecke, bzw. 0,26 µs für den Bereich von 10 % bis 90 %.

Eine genauere Beschreibung ist möglich, wenn man annimmt, daß zu jedem Zeitpunkt während des Stoßwellendurchganges der von der Stoßwelle bereits erfaßte Zylinderabschnitt des Wider-

standselementes die Leitfähigkeit hat, die zum Widerstandswert R_s unter Stoßwellenbelastung gehört, während der noch nicht erfaßte Teil die Leitfähigkeit entsprechend R_{so} hat.

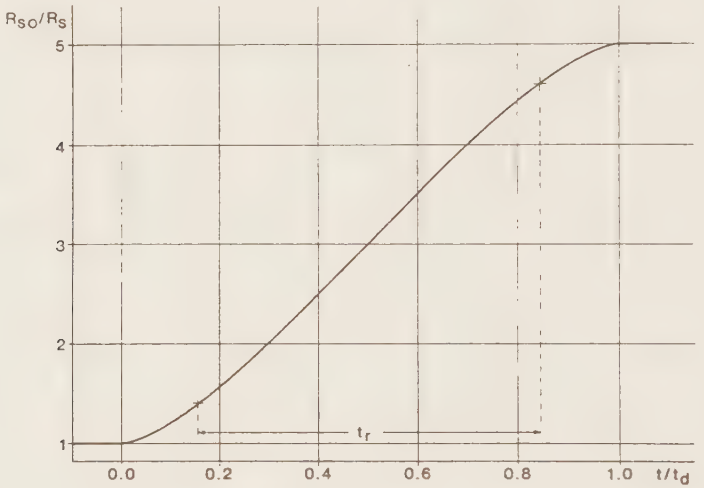

Abb. 3.23: Berechneter normierter Widerstandsverlauf beim Durchgang einer Stoßwelle mit der Laufzeit t_d.

In Abb. 3.23 ist der so berechnete Widerstandsverlauf als Funktion der durch die Durchlaufzeit t_d normierten Zeit dargestellt. Zum Zeitpunkt $t/t_d = 0$ erreicht die Stoßwelle das Widerstandselement; das Widerstandsverhältnis R_{so}/R_s nimmt zunächst wegen der kleinen Bogenlängen der Zylinderabschnitte nur langsam zu und überschreitet bei $t/t_d = 0{,}165$ die 10-%-Marke. Die halbe Widerstandsänderung mit $R_{so}/R_s = 3$ wird zur Zeit $t/t_d = 0{,}5$ erreicht. Wegen des symmetrischen Verlaufes wird die 90-%-Marke bei $t/t_d = 0{,}835$ überschritten. Aus diesen Werten ergibt sich für die Anstiegszeit $t_r = 0{,}69 * t_d$. Mit den oben angegebenen Werten berechnet man für

die beiden Druckverläufe in Abb. 3.22 t_r = 0,69*0,32 µs = 0,22 µs in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten von 0,18 µs bzw. 0,21 µs, wobei angenommen ist, daß nach Abb. 3.17 der Zusammenhang zwischen dem Stoßwellendruck und dem Widerstandsverhältnis nahezu linear ist.

Da der Bezugspunkt für den Ort s des Widerstandes nach Abb. 3.21 durch dessen Achse gegeben ist, sollte als zugehöriger Zeitpunkt für eine genaue Betrachtung des Stoßwellenverlaufes die Zeit t_h benutzt werden, bei der der Widerstand - und damit der Stoßwellendruck - den halben Endwert erreicht hat. Für die Abb. 3.22 erhält man t_{h1} = 12,73 µs bzw. 12,76 µs. Mit Hilfe der Weg-Zeit-Kurve in Abb. 4.3 kann man berechnen, daß die Stoßwelle nach weiteren 1,08 µs die hintere, freie Grenzfläche des Probekörpers im Abstand 3,5 mm vom Widerstand erreicht. Hier berechnet man als Druck noch 9,2 kbar bzw. 11,1 kbar. An der Grenzfläche ist p = 0 kbar, so daß eine zurücklaufende Verdünnungswelle, die mit der Schallgeschwindigkeit der unter 10 kbar stehenden Probe in Richtung auf den Kohle-Masse-Widerstand zurückläuft, diesen zum Zeitpunkt t_2 in Abb. 3.22 erreicht. Als Zeitpunkte für den halben Druckwert findet man t_{h2} = 15,16 µs bzw. 15,37 µs. Als Laufzeit für die Verdünnungswelle berechnet man $t_v = t_{h2}-t_{h1}-1{,}08$ µs; im Versuch 14/79 ist t_v = 1,35 µs bzw. im Versuch 15/79 ist t_v = 1,53 µs. Als Geschwindigkeit für die Verdünnungswelle ergibt sich damit c_v = 2,59 mm/µs bzw. c_v = 2,29 mm/µs. Diese Werte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit dem Koeffizienten a_0 = 2,352 mm/µs des Aus-

gleichspolynoms in Abb. 4.4 überein.

Wendet man den Formalismus für die Reaktionszeit des Kohle-Masse-Widerstandes für den unstetigen Sprung in der Stoßwelle auch auf die Verdünnungswelle an, so wird mit der oben angegebenen Schallgeschwindigkeit c_v die Abfallzeit des Druckes t_f = 0,27 µs bzw. 0,30 µs in Übereinstimmung mit den Meßwerten von 0,29 µs bzw. 0,31 µs. Daraus folgt, daß die Abfallzeit des Druckes in der Verdünnungswelle kleiner ist als die gemessene Zeit t_f, die zumindest zu einem wesentlichen Teil durch die Laufzeit im Kohle-Masse-Widerstand bestimmt ist.

Abb. 3.24: Gemessener Druckverlauf in Polymethylmethacrylat bei Reflexion der Stoßwelle an einer Stahlverdämmung (d = 39,2 mm, s = 35,5 mm, R_{so} = 479 Ω, R_v = 459 Ω).

Der in Abb. 3.24 wiedergegebene Druckverlauf wurde in einer

Polymethylmethacrylat-Probe mit einer Dicke d = 39,2 mm mit einem Kohle-Masse-Widerstand im Abstand d-s = 3,7 mm von der mit einer Stahlplatte (100 mm Ø x 100 mm) verdämmten Rückseite in dem Aufbau nach Abb. 3.21 gemessen. Die Stoßwelle erreicht zum Zeitpunkt t_1 = 7,08 µs das Widerstandselement, wo ein Maximaldruck von 35 kbar gemessen wird; bedingt durch die Größe des Vorwiderstandes R_v sind - insbesondere im Druckverlauf ab 9 µs - die der Schrittweite des AD-Wandlers entsprechenden Quantisierungssprünge so groß, daß dadurch die erreichbare Auflösung auf etwa 10 % beschränkt wird.

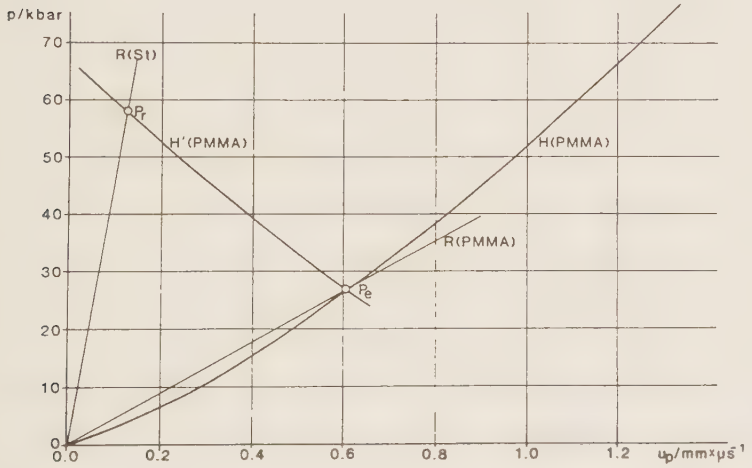

Abb. 3.25: Hugoniot-Kurve von Polymethylmethacrylat mit den Punkten, die die Stoßwellenreflexion in Abb. 3.24 beschreiben.

Für diese Stoßwelle läßt sich aus der Weg-Zeit-Kurve in Abb. 4.3 berechnen, daß sie zum Zeitpunkt t_e = 8,04 µs die Grenzfläche zur Stahlverdämmung mit einer Stoßwellengeschwin-

digkeit u_s = 3,71 mm/µs erreicht. Um die Reflexion quantitativ zu beschreiben, ist in Abb. 3.25 die Hugoniot-Kurve H(PMMA) aus Abb. 4.5 als p-,u_p-Diagramm umgezeichnet worden. Den Zustandspunkt P_e der einlaufenden Stoßwelle findet man als Schnittpunkt von H(PMMA) mit der Rayleigh-Geraden R(PMMA), deren Steigung $\rho_0 * u_s$ mit den oben angegebenen Werten berechnet werden kann. Man erhält für die einlaufende Stoßwelle einen Druck p_e = 26,5 kbar bei einer Partikelgeschwindigkeit u_{pe} = 0,605 mm/µs.

Nach der Darstellung im Abschnitt II.2. findet man den Zustandspunkt P_r nach der Reflexion durch den Schnittpunkt der in P_e gespiegelten Hugoniot-Kurve H'(PMMA) mit der Rayleigh-Geraden R(St), der in die Stahlverdämmung eingekoppelten Stoßwelle. Da die Stoßwellengeschwindigkeit nicht direkt gemessen werden konnte, wurde der Wert u_s = 5,4 mm/µs in Übereinstimmung mit der Hugoniot-Kurve von ARMCO-Stahl nach Minshall <89> gewählt. Für die reflektierte Stoßwelle ergeben sich damit im Punkt P_r ein Druck p_r = 57 kbar und eine Partikelgeschwindigkeit u_{pr} = 0,13 mm/µs. Diese Stoßwelle läuft in die Probe zurück und erreicht in Abb. 3.24 zum Zeitpunkt t_2 = 8,88 µs den Kohle-Masse-Widerstand, mit dem ein Druck p_2 = 53 kbar gemessen wird.

Berechnet man ausgehend von der Reflexion den weiteren Verlauf der Stoßwelle, so erhält man t_2 = 8,91 µs in vollkommener Übereinstimmung mit dem Meßwert. Der Stoßwellendruck berechnet sich zu p_2 = 45 kbar, ein Wert, der im Rahmen der oben angegebenen Auflösung mit dem Meßwert übereinstimmt.

Die vorstehenden Beispiele zeigen, daß die mit den Kohle-Masse-Widerständen während ihrer Standzeit - bei hohen Drücken 1 µs, bei kleineren Drücken einige 10 µs - gemessenen Druckverläufe dem tatsächlichen Druckverlauf in der Probe entsprechen, wenn man dabei die geschwindigkeitsabhängige Zeitkonstante und das Einschwingverhalten beachtet. Als weiteres Beispiel für die Brauchbarkeit bei zeitaufgelösten Messungen auch im Bereich über 100 kbar wurde vom Verfasser die Übereinstimmung mit der aus elektrischen Leitfähigkeitsmessungen bekannten Stoßwellenstruktur bei der Machschen Reflexion in einer zylindersymmetrischen Anordnung gezeigt <76>.

IV. Ergebnisse der Stoßwellendruckmessung in inerten Materialien

Der Einsatzbereich der in den Abschnitten III.2. - III.4. behandelten Meßverfahren ist bei Inertmaterialien abhängig vom Probenmaterial, insbesondere ergeben sich Unterschiede durch den Aggregatzustand und die elektrische Leitfähigkeit.

Die Geschwindigkeit einer freien Oberfläche ist bei einem Festkörper einfacher und genauer zu messen als bei einer Flüssigkeit. Will man bei Messung mit elektrischen Pin-Kontakten keine zusätzliche Störung durch die Metallisierung der Probenoberfläche einbringen, so liegt der bevorzugte Anwendungsbereich bei Metallen.

Röntgenabsorptionsmessungen haben keine grundsätzliche Beschränkung in ihrer Anwendung, allerdings lassen sich Probekörper bei Festkörpern leichter herstellen als bei Flüssigkeiten, bei denen Behälter mit Folienfenstern benutzt werden müssen, die zu Störungen Anlaß geben können. Das Verfahren ist unabhängig von der elektrischen Leitfähigkeit. Bei der gegebenen Intensität der Röntgenblitzanlage muß die Dicke der Proben dem Massenschwächungskoeffizienten des Materials angepaßt werden, um auswertbare Schwärzungen auf dem Röntgenfilm zu erhalten. Da aber wegen der Randeffekte eine Mindestdicke erforderlich ist, scheiden Materialien mit hoher Ordnungszahl oder Dichte aus.

Die Anwendung der Kohle-Masse-Widerstände ist in Metallen

zumindest bei größeren Drücken mit Schwierigkeiten verbunden, weil es hier sehr früh nach dem Durchgang der Stoßfront zu einem Kurzschluß der Anschlußdrähte über das Probenmaterial kommt. Bevorzugt können daher die Kohle-Masse-Widerstände in elektrischen Isolatoren angewandt werden, wobei Flüssigkeiten den zusätzlichen Vorteil bieten, daß in ihnen eine sehr einfache Bauform benutzt werden kann.

Um eine Vergleichbarkeit der mit den verschiedenen Methoden erhaltenen Ergebnisse zu gewährleisten, wurden alle Experimente mit weitgehend ähnlicher Probengeometrie an Stoßwellen gemacht, die durch brisante Sprengstoffe im Kontakt mit den Proben erzeugt wurden.

Als einfacher Aufbau zur Stoßwellenerzeugung wurden für die Experimente zylindrische Sprengstoffkörper aus RDX/TNT 60/40 mit 40 mm Durchmesser bei 50 mm oder 100 mm Länge benutzt (Beispiele für diese Anordnung zeigen die Abbildungen 3.1, 3.10, 3.21, 4.1 und 5.11). Die dabei unvermeidliche Krümmung der Detonationsfront und damit auch der Stoßwellenfronten wurde durch die Beschränkung der Messungen auf den zentralen Bereich berücksichtigt. Der Vorteil dieser Ladungen besteht in der verhältnismäßig kleinen Sprengstoffmenge von 100 g bzw. 200 g je nach Länge der Ladungen, mit denen die Zerstörungen im Bereich der Versuchsaufbauten in Grenzen gehalten werden können. Dies ist insbesondere bei röntgenographischen Beobachtungen ein wichtiger Gesichtspunkt.

Bei den untersuchten Materialien sind jeweils zunächst die

Meßergebnisse nach den verschiedenen Methoden dargestellt. Der Vergleich der Ergebnisse untereinander und mit aus der Literatur bekannten Werten wird durch die einheitliche Darstellung der Hugoniot-Kurve in einem p,V-Diagramm erleichtert.

IV.1. Messungen in Festkörpern

Das im Abschnitt III.3. beschriebene Verfahren der Röntgenabsorptionsmessung ist besonders für Festkörper geeignet, da man die Proben mit hoher Präzision herstellen kann und ohne störende Fenster auskommt. Als Form der Proben wurden die in Abb. 4.1 dargestellten Platten mit der aufgesetzten Eichtreppe gewählt. Eine ähnliche Form wurde auch von Schall <90> benutzt, während die später von Schall und Thomer <91>, <92> verwendeten verdämmten und unverdämmten zylindrischen Proben wegen der oben geschilderten Anforderungen an das Auswertverfahren hier ausschieden.

Die Breite der Proben wurde mit 100 mm wesentlich größer gewählt als der Durchmesser der die Stoßwelle erzeugenden Sprengladung aus RDX/TNT 60/40, um keine unnötige freie Oberfläche in der Nähe des zentralen Beobachtungsbereiches an den Seitenflächen parallel zur Durchstrahlungsrichtung zu haben. Trotzdem laufen natürlich Verdünnungen aus dem nicht beschockten Bereich neben dem Sprengstoff ein. Entsprechend zeigt die Röntgenblitzaufnahme der im Abstand d = 15,1 mm von der Grenzfläche zum Sprengstoff aufgenommenen Stoßwelle

eine Beugung in den seitlichen Bereich hinein, verbunden mit einer stärkeren Krümmung der Stoßfront am Rand. Die Abstände s_e der Eichtreppe von der Oberfläche wurden für die einzelnen Aufnahmezeitpunkte so gewählt, daß die Stoßwelle in etwa 5 mm Abstand vor der Eichtreppe aufgenommen wurde. Der Abstand sollte zwar einerseits wie im Abschnitt III.3. angegeben möglichst klein sein, er muß aber andererseits so groß sein, daß der Mittelwert S_0 der Schwärzung in diesem Bereich noch mit ausreichend vielen Meßpunkten bestimmt werden kann.

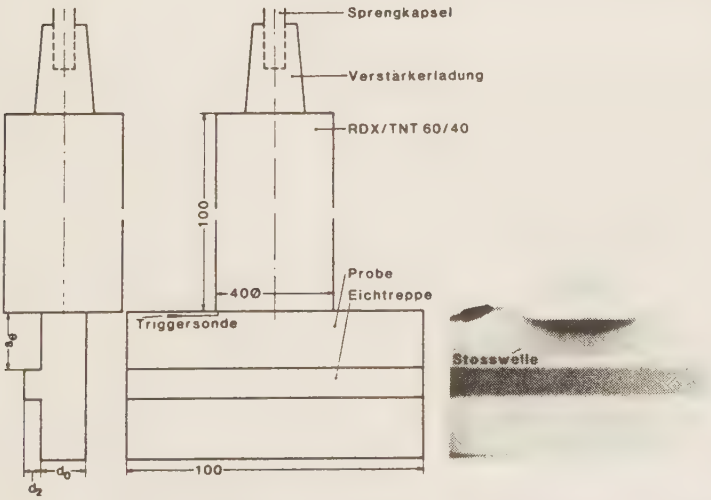

Abb. 4.1: Versuchsaufbau für Röntgenabsorptionsmessungen an Stoßwellen in Inertmaterialien und Röntgenblitzaufnahme der Stoßwelle (d_0 = 15 mm, d_2 = 5 mm).

Zusätzlich zur Röntgenabsorptionsmessung wurden bei Polymethylmethacrylat Druckmessungen mit Kohle-Masse-Widerständen gemacht, während beim Aluminium mit der Methode der Geschwin-

digkeitsmessung an einer freien Oberfläche gearbeitet wurde.

IV.1.1. Polymethylmethacrylat

Neben der Röntgenabsorption wurde an Proben aus Polymethylmethacrylat (PMMA, Plexiglas, ρ_0 = 1,18 g/cm³) auch die Druckmessung mit Kohle-Masse-Widerständen benutzt. Da es ein elektrischer Isolator ist, kann eine Störung der elektrischen Messung durch einen Kurzschluß über das Probenmaterial ausgeschlossen werden.

IV.1.1a. Röntgenabsorptionsmessung

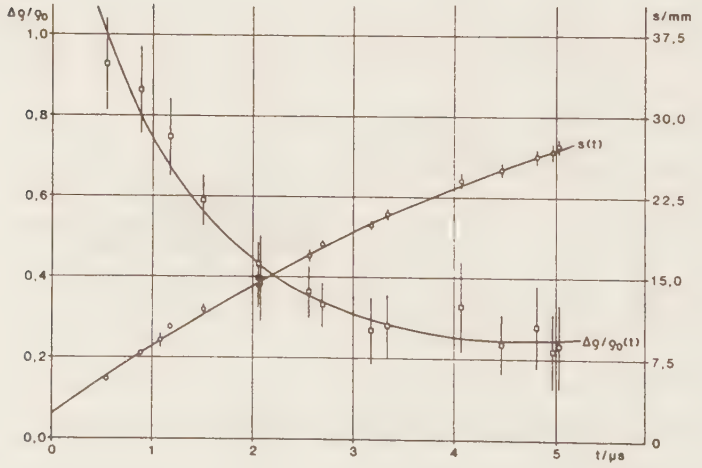

Abb. 4.2: Weg-Zeit-Kurve für Stoßwellen in Polymethylmethacrylat und röntgenographisch gemessene relative Dichteänderung $\Delta\rho/\rho_0$.

An Proben aus Polymethylmethacrylat wurden im Bereich s =

5 mm bis s = 27 mm 16 Röntgenfilme nach der im Abschnitt III.3. beschriebenen Methode ausgewertet. Die aus den Ortskoordinaten s und den Aufnahmezeitpunkten t berechneten Meßwerte sind in Abb. 4.2 dargestellt. Eingezeichnet ist die Standardabweichung für die Mittelwerte von s, die bei der densitometrischen Auswertung erhalten wurden; die Fehler in der Zeitmessung sind demgegenüber vernachlässigbar. Im gemessenen Bereich können die Werte durch ein Regressionspolynom 2. Ordnung als Weg-Zeit-Kurve beschrieben werden:

$$s(t) = a_2 * t^2 + a_1 * t + a_0. \qquad (4.1)$$

Die Koeffizienten sind:

$a_0 = 2{,}357$ mm,

$a_1 = 6{,}585$ mm/µs,

$a_2 = -0{,}339$ mm/µs^2.

Da die den Zeitnullpunkt definierende Triggersonde am Rand der Sprengladung angebracht war und der Ort s als Abstand von der Sprengstofffläche in der Mitte der Ladung gemessen wurde, ergibt sich die Laufstrecke $s(t=0) = a_0$ für den extrapolierten Anfang der Weg-Zeit-Kurve.

Als Ergebnis der röntgenographischen Dichtebestimmung sind in Abb. 4.2 die Werte der relativen Dichteänderung $\Delta\rho/\rho_0$ ($\Delta\rho=\rho_1-\rho_0$) als Funktion des Aufnahmezeitpunktes t eingetragen. Trotz der jeweils 30 ausgewerteten Scanlinien sind die Meßwerte noch mit Fehlern bis zu $\bar{\sigma}(\Delta\rho/\rho_0) = \pm 0{,}1$ behaftet. Andererseits zeigt die Reproduzierbarkeit nahe beieinanderliegender Meßwerte, daß die Beschreibung durch den Graphen

des eingezeichneten Ausgleichspolynoms 2. Ordnung:

$$\ln(\Delta\rho/\rho_0) = a_2 * t^2 + a_1 * t + a_0 \qquad (4.2)$$

mit den Konstanten:

$a_0 = 4{,}010 * 10^{-1}$,

$a_1 = -7{,}689 * 10^{-1}\ \mu s^{-1}$,

$a_2 = 8{,}188 * 10^{-2}\ \mu s^{-2}$

eine sinnvolle Beschreibung der Meßwerte ist.

IV.1.1b. Druckmessung mit Kohle-Masse-Widerständen

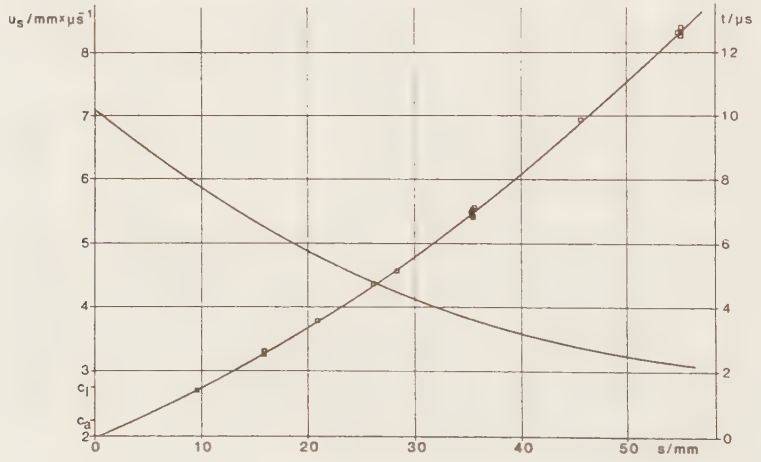

Abb. 4.3: Laufzeit t und Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Laufstrecke s für Stoßwellen in Polymethylmethacrylat.

In Polymethylmethacrylat wurden in dem Aufbau nach Abb. 3.21 18 auswertbare Messungen bei Abständen s = 10 mm bis s = 55 mm gemacht, deren Punkte der Weg-Zeit-Kurve in Abb. 4.3

zusammen mit der Ausgleichskurve nach Gleichung (3.8) dargestellt sind; die Ausgleichskoeffizienten sind:

$a_0 = 3{,}202,$

$a_1 = -1{,}751 * 10^{-1},$

$a_2 = 3{,}244 * 10^{-3},$

bei den vorgegebenen Daten:

$c_l = 2{,}72$ mm/µs <93>,

$s_u = 25$ mm.

Die Stoßwellengeschwindigkeit fällt von einem extrapolierten Wert $u_s = 7{,}07$ mm/µs an der Grenzfläche zum Sprengstoff nach $s = 55$ mm Laufstrecke auf $u_s = 3{,}14$ mm/µs. Dieser Wert liegt noch deutlich oberhalb der Geschwindigkeit c_l für longitudinale Schallwellen, so daß eine Entscheidung über das Verhalten in der akustischen Näherung nicht möglich ist. Von Marsh <94> wird aus Ultraschallmessungen ein Wert $c_a = 2{,}221$ mm/µs angegeben.

Die jeweils gemessenen Druckwerte wurden zusammen mit der Stoßwellengeschwindigkeit u_s und der Ausgangsdichte $\rho_o = 1{,}18$ g/cm³ nach Gleichung (2.2) in die Partikelgeschwindigkeit u_p umgerechnet. In Abb. 4.4 ist die Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der so berechneten Partikelgeschwindigkeit u_p für die gemessenen Punkte dargestellt. Bei kleinen Abständen s ($u_s > 5$ mm/µs) zum Sprengstoff tritt durch die seitlich aus der Probe herausgeführten Anschlußdrähte der Kohle-Masse-Widerstände über die Sprengstoffschwaden so früh ein elektrischer Nebenschluß ein, daß die Meßwerte mit

entsprechend großen Streuungen behaftet sind.

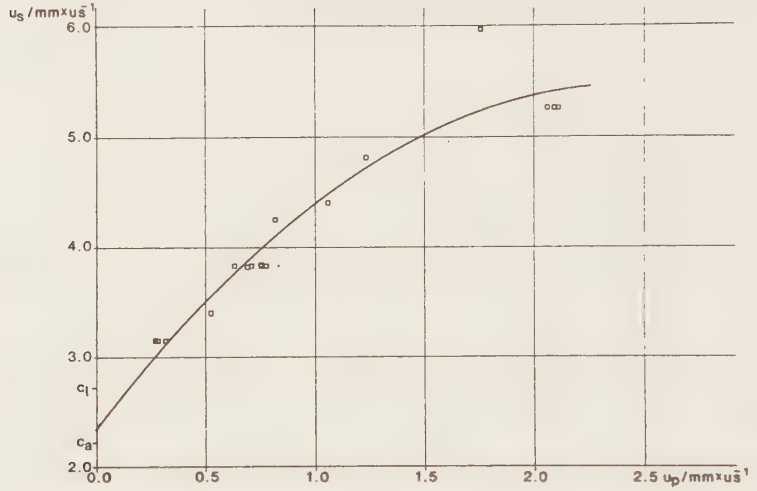

Abb. 4.4: Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Partikelgeschwindigkeit u_p für Stoßwellen in Polymethylmethacrylat.

Die Meßpunkte lassen sich durch ein quadratisches Ausgleichspolynom:

$$u_s = a_2 * u_p^2 + a_1 * u_p + a_0$$

mit den Koeffizienten:

$a_0 = 2{,}352$ mm/µs,

$a_1 = 2{,}565$,

$a_2 = -5{,}287 * 10^{-1}$ (mm/µs)$^{-1}$,

beschreiben, dessen Graph in Abb. 4.4 eingezeichnet ist.

In der akustischen Näherung ($u_p = 0$) ergibt sich mit $u_s = a_0 = 2{,}352$ mm/µs ein Wert, der unter Berücksichtigung der erforderlichen Extrapolation nicht erheblich von dem oben

zitierten Wert c_a = 2,221 mm/µs abweicht.

IV.1.1c. Hugoniot-Kurve

Ein Vergleich der Ergebnisse nach den beiden Meßverfahren untereinander und mit aus der Literatur bekannten Werten kann über die einheitliche Darstellung als Hugoniot-Kurve erfolgen. In Abb. 4.5 sind die Kurven a) und b) nach den oben beschriebenen Messungen zusammen mit Meßwerten verschiedener Autoren aus der Datensammlung von van Thiel <93> angegeben.

Zusammen mit der als zeitliche Ableitung der Weg-Zeit-Kurve bei der Röntgenabsorptionsmessung nach Gleichung (4.1) bestimmten Stoßwellengeschwindigkeit u_s und der aus Gleichung (4.2) berechneten Kompression V/V_o kann die Hugoniot-Kurve des Polymethylmethacrylat nach Gleichung (2.6) berechnet werden. Die so berechnete Hugoniot-Kurve a) ist in Abb. 4.5 dargestellt.

Die Hugoniot-Kurve b) in Abb. 4.5 wurde entsprechend aus den Ergebnissen der Druckmessung mit den Kohle-Masse-Widerständen berechnet. Dabei entspricht der Bereich oberhalb 80 kbar den mit großen Streuungen behafteten Meßwerten für Stoßwellengeschwindigkeiten größer als 5 mm/µs. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache besteht eine gute Übereinstimmung mit der aus der Röntgenabsorption bestimmten Hugoniot-Kurve a) in Abb. 4.5. Bei den Abweichungen unterhalb 50 kbar ist der Grund in der geringen Verdichtung bei der Röntgenabsorption

zu suchen, so daß hier die mit den Kohle-Masse-Widerständen gemessenen Werte zuverlässiger sind.

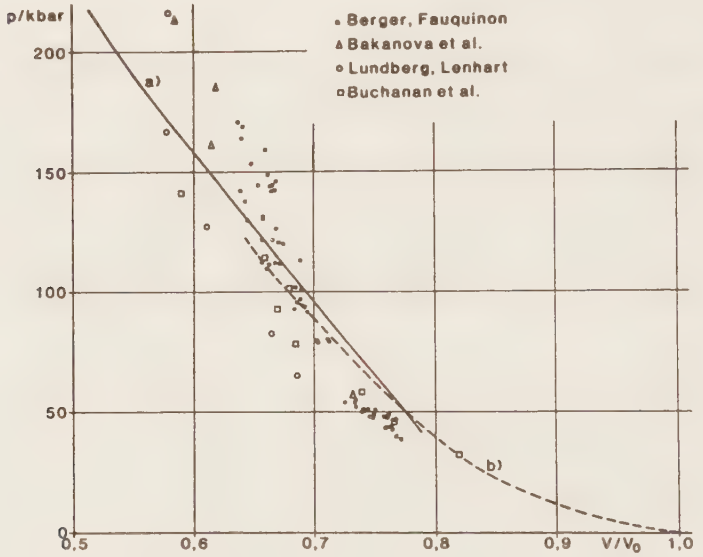

Abb. 4.5: Hugoniot-Kurve von Polymethylmethacrylat. Stoßwellendruck p als Funktion der Kompression V/V_0.
a) Röntgenographische Messung,
b) Druckmessung mit Kohle-Masse-Widerständen,
c) Meßpunkte nach van Thiel <93>.

Zum Vergleich der Meßergebnisse stehen in der Literatur umfangreiche Ergebnisse zur Verfügung, die sich auf ein weitgehend identisches Probenmaterial stützen. Werte aus Messungen nach der Methode der Geschwindigkeitsmessung der freien Oberfläche aus der Zusammenstellung von van Thiel <93> sind in Abb. 4.5 unter c) dargestellt, die bei den verschiedenen Autoren eine relativ breite Streuung der Meßwerte zeigen. Im

Bereich von 30 bis 150 kbar fügt sich die hier aus der Röntgenabsorption bestimmte Kurve recht gut ein. Die höheren Werte der Verdichtung im Bereich über 150 kbar können durch die Erfassung von Reaktionsprodukten des Sprengstoffes bei der Absorptionsmessung und eine dadurch vorgetäuschte höhere Dichte bei Abständen unter s = 10 mm von der Sprengstoffoberfläche verursacht sein.

Die Hugoniot-Kurve b) in Abb. 4.5 zeigt im Bereich der gemessenen Werte $V/V_0 \leq 0{,}9$ Abweichungen von nur etwa 5 % zu Messungen von Liddiard <95>, die an mit Detonationswellen beaufschlagten Proben nach der Methode der Messung der Geschwindigkeit der freien Oberfläche erhalten wurden. Die von Halpin und Graham <96> mit Quarzaufnehmern gemessenen Drücke als Funktion der Kompression liegen 10 - 20 % oberhalb der hier angegebenen.

Von Barker und Hollenbach <97> liegen Werte aus Messungen mit einem Geschwindigkeitsinterferometer an Proben vor, bei denen die Stoßwellen nach der Impact-Methode im Druckbereich von 1 bis 22 kbar erzeugt wurden. Bei diesen Ergebnissen liegen die Stoßwellendrücke als Funktion der Kompression im Bereich der Meßwerte der Kurve b) in Abb. 4.5 bei $V/V_0 = 0.9$ um 10 % höher und bei $V/V_0 = 0{,}83$ um 15 % niedriger. Die von Schmidt und Evans <98> im Druckbereich unterhalb 20 kbar gemessenen Werte liegen nur geringfügig unterhalb der Werte der Kurve b) in Abb. 4.5. Die von Rutha <99> bei Impact-Versuchen aus Geschoß- und Stoßwellengeschwindigkeit berechneten Werte der Hugoniot-Kurve stimmen im Bereich von 5 bis

15 kbar mit der Kurve b) in Abb. 4.5 vollkommen überein. Im Überlappungsbereich der Meßwerte von 40 bis 110 kbar mit denen von Sudhoff <60>, die nach der Methode der Geschwindigkeitsmessung der freien Oberfläche gemessen wurden, stimmen die Werte an den Endpunkten dieses Intervalls genau überein, während bei 70 kbar die hier gemessenen Drücke um 10 % kleiner bei gegebener Kompression sind.

IV.1.2. Aluminium

An Aluminium (ρ_0 = 2,70 g/cm³) wurde neben Röntgenabsorptionsmessungen das im Abschnitt III.2. beschriebene Verfahren der Geschwindigkeitsmessung mit elektrischen Pin-Kontakt-Sonden in dem Aufbau gemäß Abb. 3.1 angewandt.

IV.1.2a. Röntgenabsorptionsmessung

Bei der Röntgenabsorptionsmessung konnten 15 Röntgenfilme nach der im Abschnitt II.3. beschriebenen Methode im Bereich s = 2,6 mm bis s = 18,5 mm ausgewertet werden. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.6 dargestellt.

Die Weg-Zeit-Kurve wird durch das Regressionspolynom nach Gleichung (4.1) beschrieben mit den Koeffizienten:

a_0 = 1,644 mm,

a_1 = 7,607 mm/µs,

a_2 = -0,353 mm*µs^{-2}.

Die relative Dichteänderung $\Delta\rho/\rho_0$ in Abb. 4.6 zeigt im Ver-

gleich zu den Werten in Abb. 4.2 beim Polymethylmethacrylat Standardabweichungen $\bar{\sigma}(\Delta\rho/\rho_0)$ der Mittelwerte aus jeweils 30 Scanlinien, die absolut mit $\pm$ 0,05 nur halb so groß sind. Da aber die Werte selbst mit maximal 0,3 etwa nur ein Drittel der Größe beim PMMA haben, sind die relativen Fehler hier deutlich größer. Weil die relative Dichteänderung bei s = 18,5 mm nur noch $\Delta\rho/\rho_0$ = 0,1 beträgt, konnten Stoßwellen mit kleineren Drücken bei größeren Abständen nicht mehr untersucht werden.

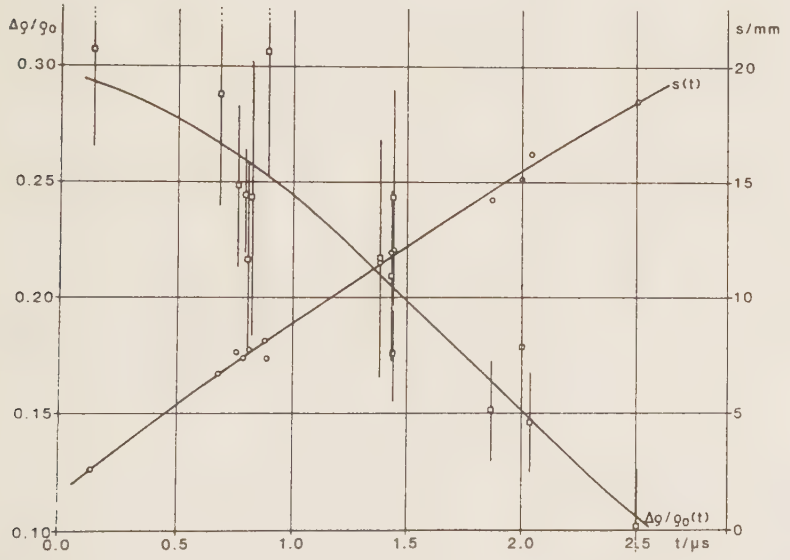

Abb. 4.6: Weg-Zeit-Kurve für Stoßwellen in Aluminium und röntgenographisch gemessene relative Dichteänderung $\Delta\rho/\rho_0$.

Die Meßwerte können durch das Regressionspolynom nach Gleichung (4.2) beschrieben werden mit den Koeffizienten:

$a_0 = -1{,}225,$

$a_1 = -3.511\ \mu s^{-1},$

$a_2 = -1{,}478\ \mu s^{-2}.$

IV.1.2b. Geschwindigkeitsmessung mit Pin-Kontakt-Sonden

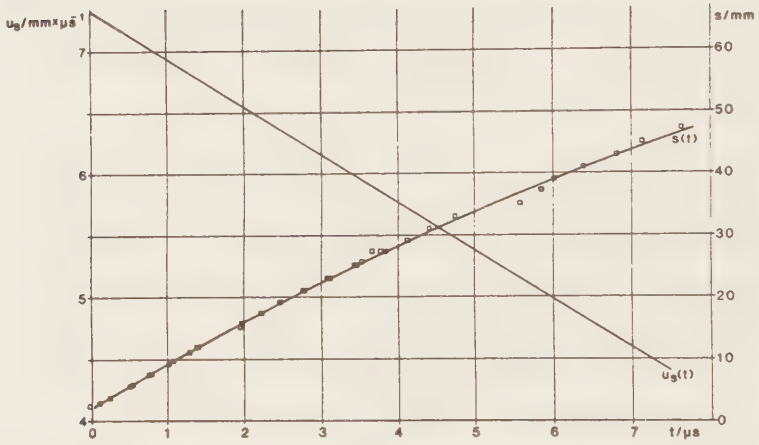

Abb. 4.7: Laufstrecke s und Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Zeit t für Stoßwellen in Aluminium mit Sonden gemessen.

Die mit dem Aufbau in Abb. 3.1a bestimmten Werte der Weg-Zeit-Kurve sind in Abb. 4.7 zusammen mit dem Graphen des Ausgleichspolynoms 2. Ordnung nach Gleichung (4.1) dargestellt.

Die Koeffizienten sind:

$a_0 = 2{,}083\ mm,$

$a_1 = 7{,}335\ mm/\mu s,$

$a_2 = -1{,}965 * 10^{-1}\ mm * \mu s^{-2}.$

Die daraus als zeitliche Ableitung berechnete Stoßwellenge-

schwindigkeit u_s zeigt gegenüber den röntgenographisch ermittelten Werten keinen signifikanten Unterschied.

Zur Messung der Geschwindigkeit u_{fs} der freien Oberfläche an der Unterseite der Probe mit der Höhe s wurde der Aufbau in Abb. 3.1b benutzt. Die Sonden 1 und 2 sind neben der Probe bis zur Grenzfläche zum Sprengstoff durchgesteckt; mit ihnen wird die Ankunftszeit der Detonationsfront an der Probenoberseite gemessen. Die Sonde 3 mißt die Ankunftszeit der Stoßwelle an der Probenunterseite; damit ist eine Kontrolle der Stoßwellengeschwindigkeit möglich. Mit den Sonden 4 - 9 wird schließlich die Geschwindigkeit der freien Oberfläche bei Abständen bis zu 2 mm gemessen. Da die Flugstrecke der freien Oberfläche bis zu den Sonden auf 0,01 mm definiert ist und die Zeitdifferenzen typisch mit einem relativen Fehler von 0,2 % gemessen werden können, kann man u_{fs} mit einer Standardabweichung von etwa 1 % angeben.

s/mm	u_s/mm*µs^{-1}	u_p/mm*µs^{-1}	p/kbar
1.95	7.335	1.56	310 ± 7
2.1	7.335	1.49	295 ± 7
5.0	7.177	1.29	250 ± 8
10.0	6.897	1.13	211 ± 4
15.0	6.560	0.88	155 ± 4
20.0	6.313	0.60	102 ± 7

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Messungen mit Pin-Kontakt-Sonden an Aluminium (ρ_o = 2,70 g/cm³).

Aus den gemessenen Werten für die Geschwindigkeit u_{fs} der

freien Oberfläche wurde die Partikelgeschwindigkeit u_p nach der Näherungsgleichung (2.8) berechnet. Zusammen mit der für den jeweiligen Abstand s gemäß Abb. 4.7 berechneten Stoßwellengeschwindigkeit u_s kann nach Gleichung (2.2) der Stoßwellendruck p berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

IV.1.2c. Hugoniot-Kurve

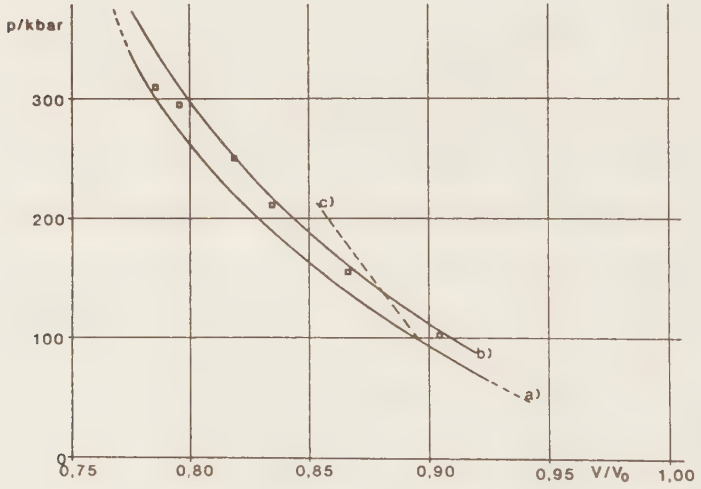

Abb. 4.8: Hugoniot-Kurve von Aluminium. Stoßwellendruck p als Funktion der Verdichtung V/V_0.
a) Röntgenabsorption, b) van Thiel <93>,
c) Schall <90>, d) Meßpunkte aus u_{fs}.

Das Ergebnis der Auswertung von 16 Röntgenblitzaufnahmen der Versuche an Aluminium ist als Hugoniot-Kurve a) in Abb. 4.8 dargestellt. Wegen der höheren Röntgenabsorption und der

geringeren Kompressibilität im Vergleich zum PMMA konnten hier Abstände s der Stoßwelle von der Grenzfläche zum Sprengstoff im Bereich von 3 bis 19 mm - entsprechend Stoßwellendrücken p im Bereich von 300 bis 80 kbar untersucht werden.

Die in Abb. 4.8 eingezeichneten Meßpunkte unter d) wurden aus den Ergebnissen der Messungen mit Pin-Kontakt-Sonden nach der Tabelle 4.1 berechnet. Sie zeigen im Bereich bis 250 kbar eine gute Übereinstimmung mit den als Kurve b) dargestellten ausgleichenden Werten aus der Datensammlung von van Thiel <93>, die ebenfalls nach der Methode der Geschwindigkeit einer freien Oberfläche gemessen wurden. Um 300 kbar bestätigen die Werte dagegen eher die röntgenographisch gemessene Kurve a).

Der Vergleich der röntgenographisch gemessenen Kurve a) mit der Kurve b) aus der Datensammlung von van Thiel <93> zeigt unter Berücksichtigung der etwas größeren Ausgangsdichte ρ_0 = 2,78 g/cm³ eine recht gute Übereinstimmung. Die beiden Hugoniot-Kurven a) und b) verlaufen bei einem Abstand in der Kompressibilität von 0,015 weitgehend parallel zueinander. Die ersten Röntgenabsorptionsmessungen von Schall <90> zeigen dagegen mit der Hugoniot-Kurve c) ausgehend vom Ausgangspunkt bei 100 kbar einen gänzlich anderen Verlauf.

IV.1.3. Polyvinylchlorid

An Polyvinylchlorid (PVC, ρ_0 = 1,43 g/cm³) wurden Messungen zur Bestimmung der Hugoniot-Kurve nach der Methode der Rönt-

genabsorption durchgeführt.

IV.1.3a. Röntgenabsorptionsmessung

Die Röntgenabsorptionsmessungen an Polyvinylchlorid wurden in der gleichen Art wie beim Polymethylmethacrylat und Aluminium bei Abständen s im Bereich von 6 bis 40 mm ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.9 dargestellt.

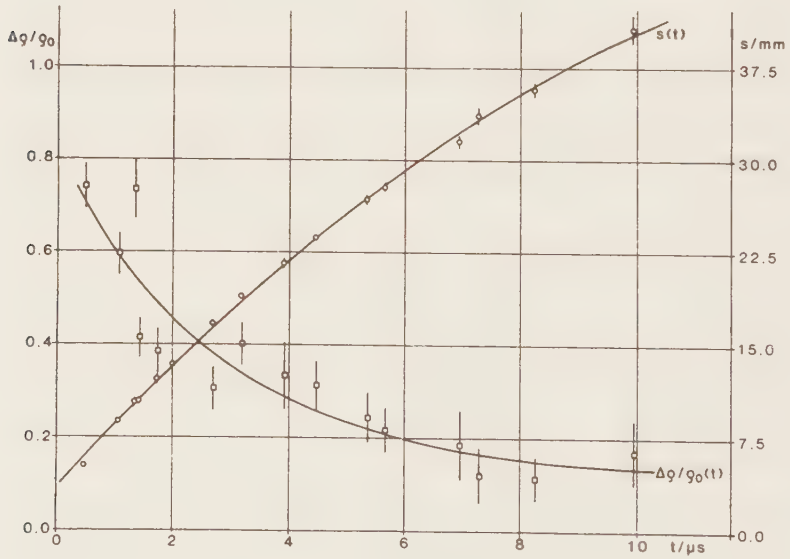

Abb. 4.9: Weg-Zeit-Kurve für Stoßwellen in Polyvinylchlorid und röntgenographisch gemessenene relative Dichteänderung $\Delta\varrho/\varrho_0$.

Die Weg-Zeit-Kurve wird durch das Regressionspolynom nach Gleichung (4.1) beschrieben. Die Koeffizienten sind:

a_0 = 3,378 mm,

$a_1 = 5,171$ mm/µs,

$a_2 = -0,150$ mm*µs^{-2}.

Die Werte der relativen Dichteänderung $\Delta\rho/\rho_0$ zeigen in Abb. 4.9 keinen wesentlichen Unterschied zu denen, die für PMMA in Abb. 4.2 angegeben sind. Die Meßwerte liegen im Bereich zwischen 0,8 und 0,1; die Standardabweichungen betragen im Mittel etwa 0,05. Die Ausgleichsrechnung durch das Regressionspolynom nach Gleichung (4.2) liefert folgende Koeffizienten:

$a_0 = -0,184$,

$a_1 = -0,326$ µs^{-1}

$a_2 = 0,014$ µs^{-2}.

IV.1.3b. Hugoniot-Kurve

Den Röntgenblitzaufnahmen bei Abständen s im Bereich von 6 bis 40 mm entspricht einem Druckbereich von 150 bis 10 kbar. Die Hugoniot-Kurve, die aus den Meßwerten der Abb. 4.9 berechnet wurde, ist in Abb. 4.10 als Kurve a) dargestellt.

Die Kompressibilität ist deutlich größer als beim PMMA in Abb. 4.5, dies entspricht der auch von Schaaffs und Krehl <100> beobachteten relativ großen Kompressibilität von Halogen-Kohlenwasserstoff-Verbindungen. Der Vergleich mit der Kurve b) aus der Datensammlung von Marsh <94> zeigt bei $\rho_0 = 1,367$ g/cm³ eine befriedigende Übereinstimmung, wobei oberhalb von 130 kbar röntgenographisch eine größere Kompressibi-

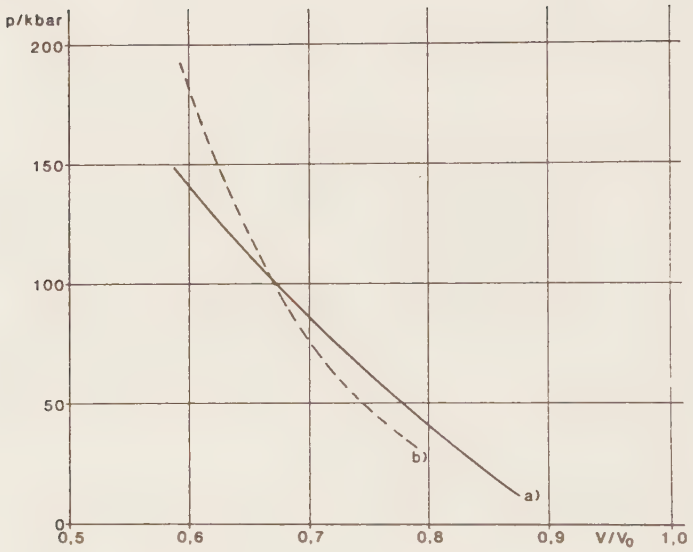

Abb. 4.10: Hugoniot-Kurve von Polyvinylchlorid. Stoßwellendruck p als Funktion der Verdichtung V/V_0. a) Röntgenabsorption, b) Marsh <94>.

lität gemessen wird, die möglicherweise ein Artefakt ist, das durch die im Abschnitt III.3.3. diskutierte Schwadenströmung verursacht sein kann.

IV.2. Messungen in Flüssigkeiten

Mit der bei den Messungen zur Kalibrierung der Kohle-Masse-Widerstände benutzten Bauform nach Abb. 3.9 lassen sich die Hugoniot-Kurven von Flüssigkeiten mit dem Stoßwellengenerator von Abb. 3.10 im Druckbereich bis etwa 100 kbar messen.

Ein Gesichtspunkt bei der Auswahl von Glycerin, Methanol und

Tetrachlorkohlenstoff für diese Messungen war der Unterschied der Stoßwellenimpedanzen. Damit können die Ergebnisse zusammen mit denen für die Festkörper zur Bestimmung der Schwaden-Kurve nach dem Impedanzverfahren im Abschnitt V.2. herangezogen werden.

Bei den 3 hier untersuchten Flüssigkeiten konnte die Annahme von Ruoff <101> und von Prieto und Renero <102> eines allgemeingültigen linearen Zusammenhanges zwischen der Stoßwellen- und der Partikelgeschwindigkeit - zumindest unter Einschluß des Druckbereiches unterhalb 20 kbar - nicht bestätigt werden.

IV.2.1. Glycerin

In Glycerin ($C_3H_8O_3$, ρ_0 = 1,26 g/cm³) wurden bei Abständen von s = 10 mm bis s = 90 mm mit 50 Kohle-Masse-Widerständen Stoßwellendrücke bei 470-Ω-Nennwiderstand gemessen.

IV.2.1a. Meßergebnisse

Wie bei den Messungen zur Kalibrierung im Abschnitt III.4.2. wurden neben den Stoßwellendrücken die Ankunftszeiten der Stoßwelle an den Kohle-Masse-Widerständen gemessen. Die Laufstrecke s von der Grenzfläche zum Sprengstoff bis zur Oberfläche des Widerstandes wurde vor der Sprengung bestimmt.

In Abb. 4.11 sind die Punkte der Weg-Zeit-Kurve mit der Ausgleichskurve gemäß Gleichung (3.8) dargestellt. Die Aus-

gleichskoeffizienten sind:

$a_0 = 3{,}713,$

$a_1 = -9{,}065 * 10^{-2},$

$a_2 = 4{,}949 * 10^{-4},$

bei den vorgegebenen Daten:

$c = 1{,}904$ mm/µs <86>,

$s_u = 58$ mm.

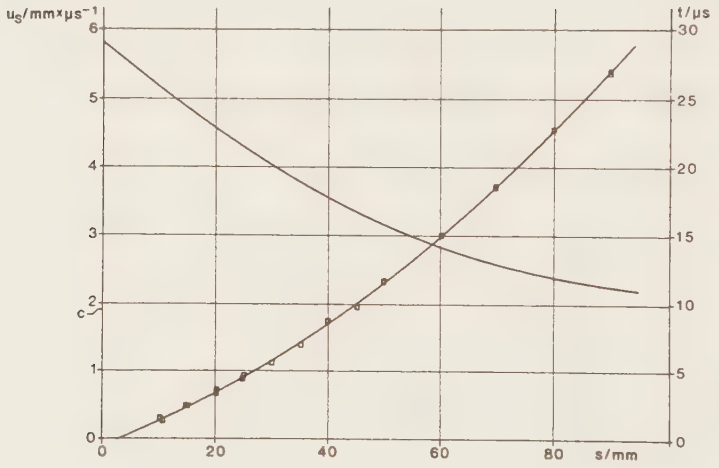

Abb. 4.11: Laufzeit t und Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Laufstrecke s für Stoßwellen in Glycerin.

Die nach Gleichung (3.9) berechnete Stoßwellengeschwindigkeit u_s ist ebenfalls in Abb. 4.11 eingezeichnet. Von einem Anfangswert $u_s = 5{,}83$ mm/µs an der Grenzfläche zum Sprengstoff fällt die Stoßwellengeschwindigkeit nach $s = 90$ mm Laufstrecke auf 2,23 mm/µs ab.

Die jeweils über die Kalibrierungskurve nach Abb. 3.16 gemes-

senen Druckwerte wurden zusammen mit der Stoßwellengeschwindigkeit u_s und der Ausgangsdichte ρ_o = 1,26 g/cm^3 mit Hilfe der Gleichung (2.2) in die Partikelgeschwindigkeit u_p umgerechnet. In Abb. 4.12 sind die so berechneten Werte graphisch dargestellt.

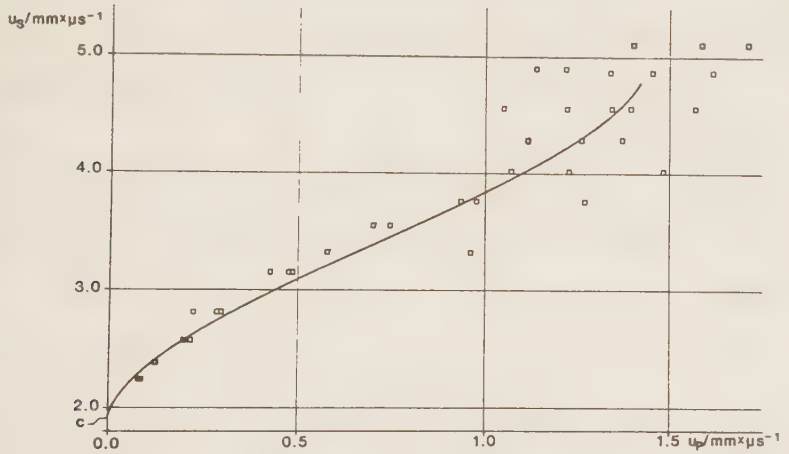

Abb. 4.12: Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Partikelgeschwindigkeit u_p für Stoßwellen in Glycerin.

Eine befriedigende Beschreibung dieser Meßwerte unter Einschluß der akustischen Näherung - u_p = 0, u_s = c - ist durch den in Abb. 4.12 eingezeichneten Graph eines Ausgleichspolynoms 3. Grades:

$$u_p = \sum_{i=0}^{3} a_i * u_s^{\,i}$$

mit den Koeffizienten:

$$a_0 = +1{,}921 * 10^0 \text{ mm/µs},$$

$a_1 = -2{,}416 * 10^{0}$,

$a_2 = +9{,}068 * 10^{-1}$ $(mm/\mu s)^{-1}$,

$a_3 = -8{,}854 * 10^{-2}$ $(mm/\mu s)^{-2}$

möglich.

Der Verlauf der Kurve und die erhebliche Streuung der Meßwerte im oberen Bereich zeigen, daß diese Beschreibung bis u_p = 1,4 mm/µs - entsprechend u_s = 4,7 mm/µs und p = 82 kbar - sinvoll ist.

IV.2.1b. Hugoniot-Kurve

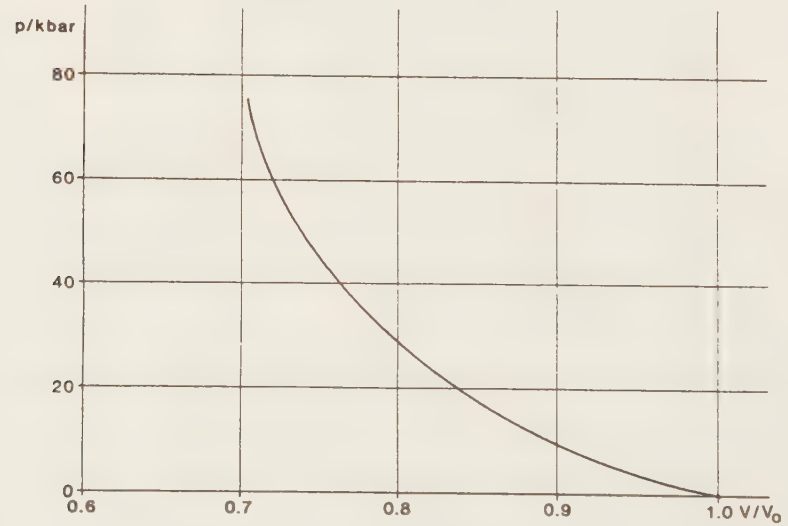

Abb. 4.13: Hugoniot-Kurve von Glycerin. Stoßwellendruck p als Funktion der Kompression V/V_0.

Mit Hilfe der oben angegebenen Werte und der Gleichung (2.6) kann dann die in Abb. 4.13 dargestellte Hugoniot-Kurve des

Glycerins berechnet werden. In der Zusammenstellung von Marsh <94> sind Werte für die Hugoniot-Kurve im Druckbereich von 8,6 bis 561 kbar aufgeführt. Die Übereinstimmung mit den oben angegebenen Werten ist - insbesondere bei den Werten bis 15 kbar und bei 81 kbar - sehr gut. Im dazwischen liegenden Bereich bleiben die Abweichungen unter 5 %.

IV.2.2. Methanol

In Methanol (CH_4O, ρ_0 = 0,79 g/cm³) wurden bei Abständen von s = 2,8 mm bis s = 100 mm mit 51 Kohle-Masse-Widerständen Messungen ausgeführt und ausgewertet.

IV.2.2a. Meßergebnisse

Die Punkte der Weg-Zeit-Kurve und die Ausgleichskurve gemäß Gleichung (3.8) sind in Abb. 4.14 dargestellt; die Ausgleichskoeffizienten sind:

a_0 = 3,973,

a_1 = -6,136*10^{-2},

a_2 = -4,736*10^{-4},

bei den vorgegebenen Daten:

c = 1,103 mm/µs <86>

s_u = 58 mm.

In diesem Fall sind unterhalb von s = 10 mm deutliche Abweichungen zwischen der Ausgleichskurve und den Meßpunkten sichtbar, deren Einfluß auf die nach Gleichung (3.9) berechnete

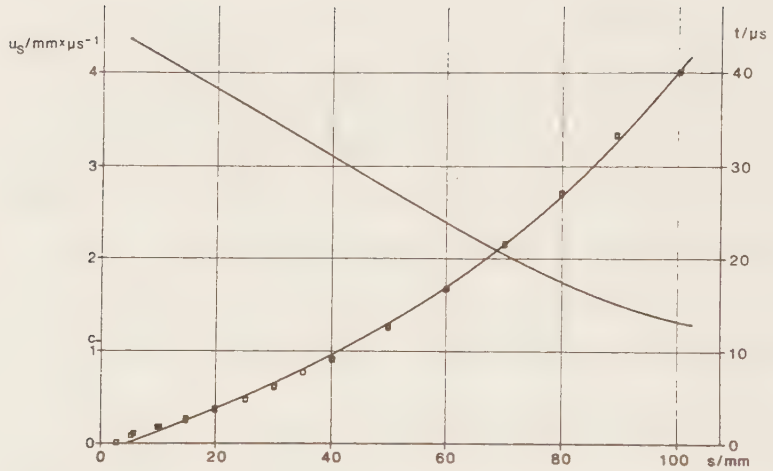

Abb. 4.14: Laufzeit t und Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Laufstrecke s für Stoßwellen in Methanol.

Stoßwellengeschwindigkeit u_s im Bereich oberhalb 4 mm/µs aber unter 5 % bleibt. Von einem extrapolierten Anfangswert u_s = 4,52 mm/µs an der Grenzfläche zum Sprengstoff fällt die Stoßwellengeschwindigkeit nach s = 100 mm auf u_s = 1,31 mm/µs ab.

Die gemessenen Stoßwellendrücke wurden mit der Stoßwellengeschwindigkeit und der Ausgangsdichte mit Hilfe der Gleichung (2.2) in die zugehörigen Partikelgeschwindigkeiten u_p umgerechnet und in Abb. 4.15 graphisch dargestellt. Die Meßwerte zeigen starke Abweichungen von einer linearen Abhängigkeit; bei u_p = 0,5 mm/µs liegt ein Übergang zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlichen Steigungen. Eine Annäherung

durch jeweils lineare Ausgleichsrechnungen führt nicht zu einer befriedigenden Beschreibung des Überganges.

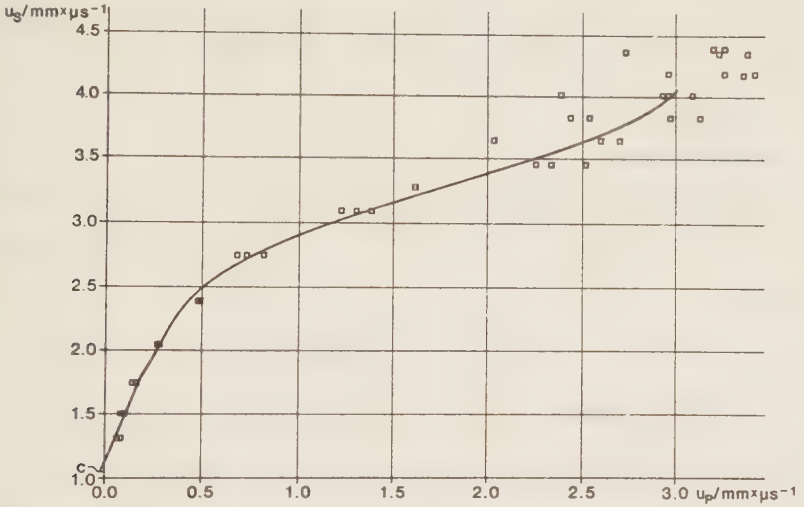

Abb. 4.15: Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Partikelgeschwindigkeit u_p für Stoßwellen in Methanol.

Der obere Teil der Meßwerte (u_s > 1,8 mm/µs) kann durch ein Ausgleichspolynom 6. Grades beschrieben werden:

$$u_p = \sum_{i=0}^{6} a_i * u_s^{\,i}$$

mit den Koeffizienten:

$a_0 = +3{,}551 * 10^1$ mm/µs,

$a_1 = -9.300 * 10^1$,

$a_2 = +9{,}769 * 10^1$ (mm/µs)$^{-1}$,

$a_3 = -5{,}256 * 10^1$ (mm/µs)$^{-2}$,

$a_4 = +1{,}528 * 10^1$ (mm/µs)$^{-3}$,

$$a_5 = -2{,}266 * 10^{0} \ (mm/\mu s)^{-4},$$
$$a_6 = +1{,}342 * 10^{-1} \ (mm/\mu s)^{-5}.$$

Für $u_s \leq 1{,}8$ mm/µs wurde die lineare Näherung:

$$u_p = b_1 * u_s + b_0$$

mit den Koeffizienten:

$$b_0 = -3{,}116 * 10^{-1} \ mm/\mu s,$$
$$b_1 = 2{,}777 * 10^{-1}$$

benutzt.

IV.2.2b. Hugoniot-Kurve

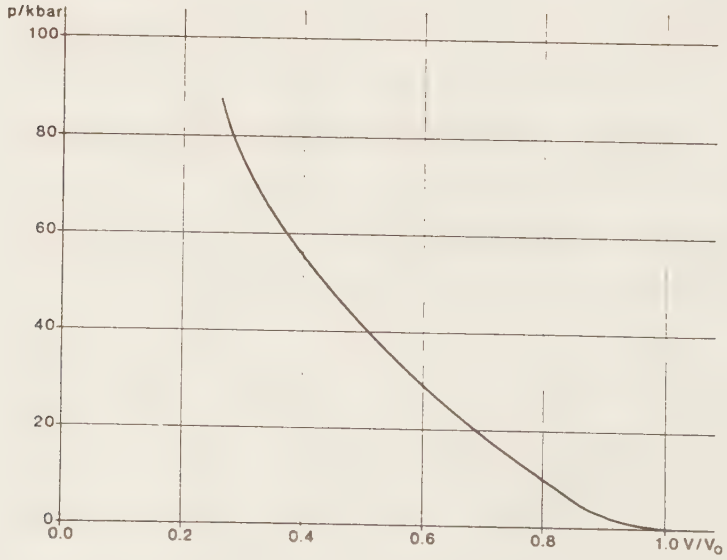

Abb. 4.16: Hugoniot-Kurve von Methanol. Stoßwellendruck p als Funktion der Kompression V/V_0.

Die mit den oben angegebenen Ausgleichsfunktionen berechnete

Hugoniot-Kurve des Methanols ist in Abb. 4.16 dargestellt. Gegenüber Glycerin ist die Kompressibilität wesentlich größer. Im hier untersuchten Druckbereich liegt in der Datensammlung von Marsh <94> nur ein einziger Meßpunkt (V/V_0 = 0,635; p = 44,36 kbar) vor, der von Walsh und Rice <84> optisch nach der Impedanzmethode gemessen wurde. Dieser Punkt weicht von dem in Abb. 4.16 (V/V_0 = 0,635; p = 25.0 kbar) stark ab.

IV.2.3. Tetrachlorkohlenstoff

In Tetrachlorkohlenstoff (CCl_4, p.a. 99,8 %, ρ_0 = 1,60 g/cm³) wurden bei Abständen s = 5,7 mm bis s = 75,2 mm mit 33 Kohle-Masse-Widerständen Druckmessungen durchgeführt und ausgewertet.

IV.2.3a. Meßergebnisse

In Abb. 4.17 sind die Punkte der Weg-Zeit-Kurve mit der Ausgleichskurve nach Gleichung (3.8) dargestellt; die Ausgleichskoeffizienten sind:

$a_0 = 3{,}791,$

$a_1 = -6{,}562 * 10^{-2},$

$a_2 = -5{,}211 * 10^{-4},$

bei den vorgegebenen Daten:

$c = 0{,}926$ mm/µs <86>,

$s_u = 48$ mm.

Ähnlich wie beim Methanol in Abb. 4.14 treten auch hier Abwei-

chungen zwischen den Meßwerten und der Ausgleichskurve auf. Der davon betroffene Geschwindigkeitsbereich vom extrapolierten Anfangswert u_s = 3,97 mm/µs an der Grenzfläche zum Sprengstoff bis u_s = 3,5 mm/µs ist in der folgenden Auswertung nicht mehr berücksichtigt.

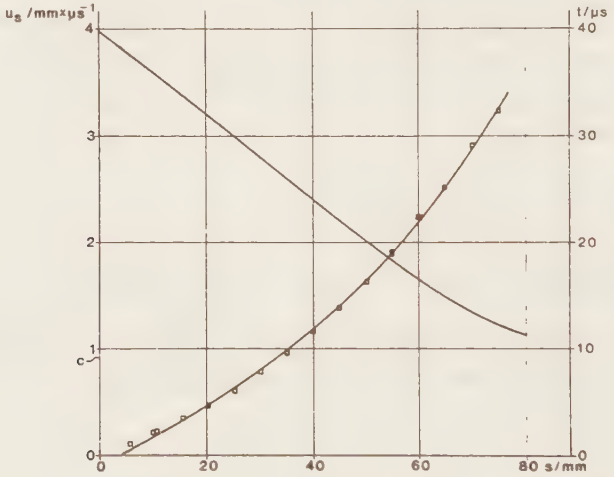

Abb. 4.17: Laufzeit t und Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Laufstrecke s für Stoßwellen in Tetrachlorkohlenstoff.

Die mit den Kohle-Masse-Widerständen gemessenen Stoßwellendrücke p wurden zusammen mit der Stoßwellengeschwindigkeit u_s und der Ausgangsdichte ρ_0 in die Partikelgeschwindigkeit u_p umgerechnet.

Die Stoßwellengeschwindigkeit u_s ist in Abb. 4.18 als Funktion der Partikelgeschwindigkeit u_p dargestellt. Es ergeben sich zwei deutlich unterscheidbare Bereiche, die jeweils

durch lineare Ausgleichsfunktionen beschrieben werden können.

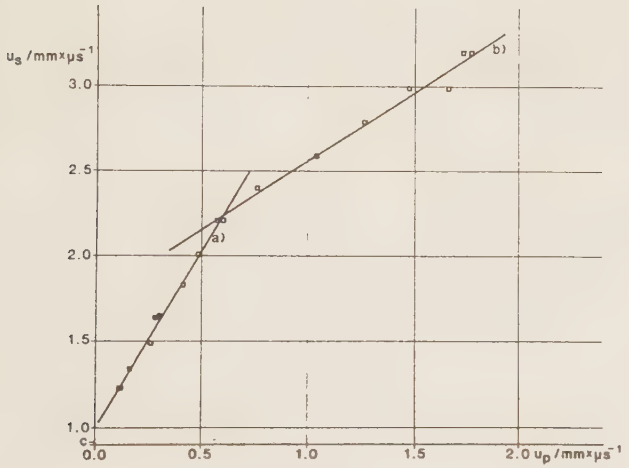

Abb. 4.18: Stoßwellengeschwindigkeit u_s als Funktion der Partikelgeschwindigkeit u_p für Stoßwellen in Tetrachlorkohlenstoff.

Im unteren Geschwindigkeitsbereich bis u_p = 0,6 mm/µs erhält man als Koeffizienten der Ausgleichsgeraden

a) $u_s = a_1 * u_p + a_0$:

a_0 = 1,002 mm/µs,

a_1 = 2,075.

Die Ausgleichsgerade beschreibt die Meßpunkte zwar sehr gut, liefert aber in der akustischen Näherung (u_p) mit a_0 = 1,002 mm/µs etwas mehr als die Schallgeschwindigkeit c = 0,926 mm/µs <86> in Tetrachlorkohlenstoff.

Der Geschwindigkeitsbereich oberhalb von u_p = 0,6 mm/µs wird

durch die Ausgleichsgerade

b) $u_s = b_1 * u_p + b_0$

beschrieben mit den Koeffizienten:

$b_0 = 1{,}761$ mm/µs,

$b_1 = 0{,}807$.

IV.2.3b. Hugoniot-Kurve

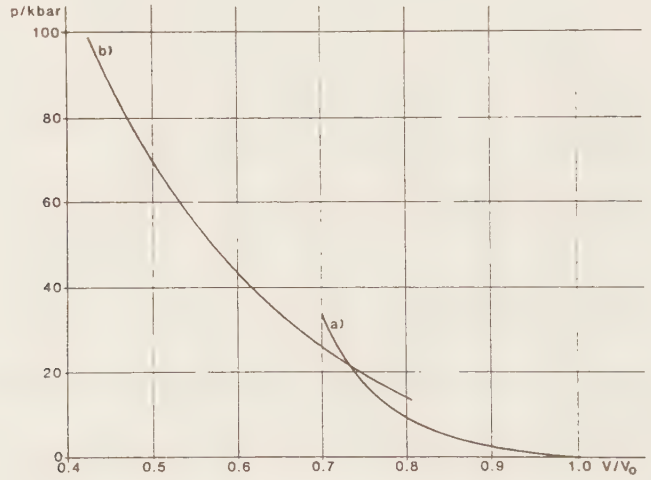

Abb. 4.19: Hugoniot-Kurve von Tetrachlorkohlenstoff. Stoßwellendruck p als Funktion der Kompression V/V_0.

Die mit den Ausgleichsgeraden a) und b) in Abb. 4.18 berechnete Hugoniot-Kurve des Tetrachlorkohlenstoffs in Abb. 4.19 setzt sich entsprechend aus den beiden Zweigen a) und b) zusammen. Der Übergang liegt bei 22,5 kbar. Da in der Datensammlung von Marsh <94>, die sich vorwiegend auf Werte von Dick <103>, <104>, <105> stützt, die Hugoniot-Daten nur für

Drücke oberhalb von 26 kbar enthalten sind, ist ein Vergleich im unteren Bereich mit dem Übergang in Abb. 4.19 nicht möglich. Bei 26 kbar stimmen die Literaturwerte mit denen in Abb. 4.19 überein, darüber hinaus zeigen die Literaturwerte bis 100 kbar eine geringere Kompressibilität des Tetrachlorkohlenstoffs.

Ein weiterer Übergang zwischen zwei Bereichen wie hier bei 22,5 kbar wurde von Dick <104> bei einem Stoßwellendruck von ca. 160 kbar beobachtet. Auch dabei ließ sich die Stoßwellengeschwindigkeit als Funktion der Partikelgeschwindigkeit unterhalb und oberhalb von 160 kbar jeweils durch lineare Funktionen beschreiben.

V. Druckmessungen in reaktiven Medien

Wie bereits von Schall <106> betont wurde, sind Druckmessungen an Sprengstoffen immer dann problematisch, wenn sie mit einem Eingriff in den Detonationsvorgang verbunden sind. Solche Eingriffe erfordern die Messungen nach der Impedanzmethode ebenso wie Versuche zur Messung der Schwadengeschwindigkeit mit Hilfe von in den Sprengstoff eingebrachten Markierungen. Die Messung über die Dichtebestimmung an Schwaden aus der Röntgenabsorption kommt ohne jegliche Störung der Detonationsfront aus und kann daher bei entsprechender Meßtechnik zu verläßlichen Werten für den Chapman-Jouguet-Druck führen. Erste Messungen nach diesem Verfahren wurden von Schall <107> berichtet.

Während die Kohle-Masse-Widerstände in brisanten Sprengstoffen nicht benutzt werden können, weil sie bereits vor Ablauf der ersten Mikrosekunde nach dem Durchgang der Detonationsfront zerstört werden, können damit an langsam detonierenden Sprengstoffen im Druckbereich unter 20 kbar Messungen vorgenommen werden. Die Ergebnisse liefern zusammen mit den gleichzeitig durchgeführten Röntgenabsorptionsmessungen Aufschlüsse über den Reaktionsablauf und über die Grenzen der Meßverfahren.

V.1. Röntgenabsorptionsmessungen an RDX/TNT- und HMX/TNT-Mischungen

An Sprengstoffproben verschiedener Zusammensetzung mit den

Abmessungen 15*15*150 mm³, die von der Firma MBB, Werk Schrobenhausen, zur Verfügung gestellt wurden, konnten an jeweils 3 Exemplaren Messungen in der in Abb. 5.1 dargestellten Anordnung gemacht werden. Benutzt wurde für diese Untersuchungen die Standardaufnahmemethode mit INDUSTRIE III-Verstärkerfolien und RPRO-Film und die Auswertung der Densitometerschriebe.

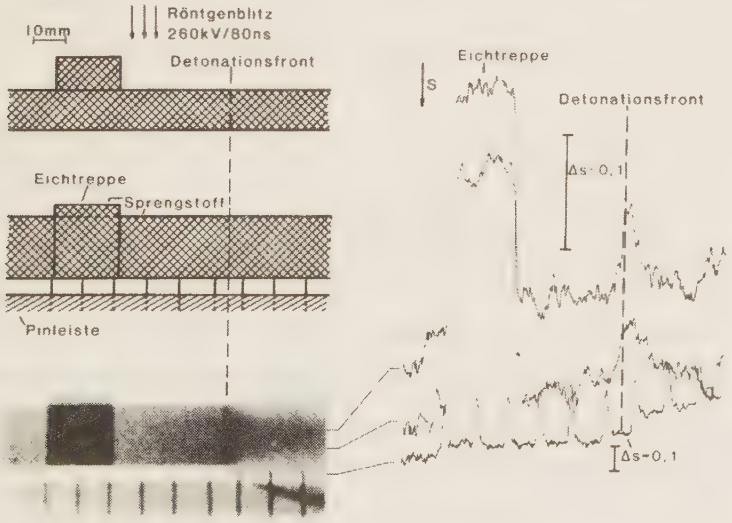

Abb. 5.1: Röntgenographische Messung an Sprengstoffleisten (15*15*150 mm³) und densitometrische Auswertung.

Seitlich an der Sprengstoffprobe war eine Pin-Sonden-Leiste zur Messung der Detonationsgeschwindigkeit u_D längs einer Meßstrecke von insgesamt 100 mm Länge angebracht. Damit konnte für u_D eine Standardabweichung des Mittelwertes von etwa $\pm$0,3 % erreicht werden.

Die densitometrische Auswertung, für die in Abb. 5.1 zwei

Registrierkurven als Beispiele angegeben sind, umfaßte an diesen schmalen Sprengstoffleisten jeweils 6 Densitometerschriebe in einer Röntgenblitzaufnahme, so daß insgesamt bei einer Sprengstoffzusammensetzung 36 Werte für die Schwadendichte ρ_1 gemittelt werden konnten, wodurch für diese Mittelwerte eine Standardabweichung von $\pm$0,5 % erzielt wurde.

Sprengstoff	$\frac{u_D}{mm/\mu s}$	$\frac{\rho_0}{g/cm^3}$	$\frac{\rho_1}{g/cm^3}$	V/V_0	$\frac{p_{CJ}}{kbar}$
HW 96/4	8,712	1,769	2,218	0,797	271
HT 85/15	8,596	1,840	2,302	0,799	274
HT 70/30	8,362	1,812	2,273	0,797	258
RW 96/4	8,471	1,700	2,098	0,810	231
RT 85/15	8,467	1,778	2,216	0,803	252
RT 75/25	8,168	1,756	2,213	0,794	240
RTW 60/39/1	7,729	1,685	2,168	0,777	223
RTW 50/49/1	7,712	1,663	2,143	0,776	210

H: HMX (Oktogen)

R: RDX (Hexogen)

T: TNT (Trinitrotoluol)

W: Wachs

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Detonationsdruckmessung an brisanten Sprengstoffen.

Die Meßwerte für 3 Sprengstoffe auf HMX-Basis und für 5 Sprengstoffe auf RDX-Basis sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Bei diesen Sprengstoffen wurden Chapman-Jouguet-Drücke p_{CJ} im Bereich von 210 bis 274 kbar gemessen. Die dabei erreichte

Standardabweichung dieser Mittelwerte betrug etwa ±5 kbar.

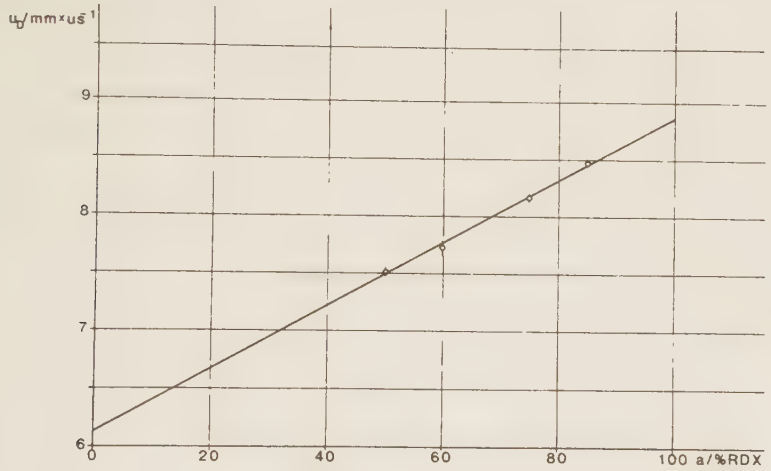

Abb. 5.2: Detonationsgeschwindigkeit u_D als Funktion des Gehaltes an RDX für RDX/TNT-Mischungen.

Da es nicht möglich ist, homogene RDX/TNT-Mischungen mit Gehalten von weniger als 50 % RDX herzustellen, mußten die Untersuchungen auf den Bereich zwischen 50 % und 85 % beschränkt bleiben. Die Ergebnisse der Messungen der Detonationsgeschwindigkeit für diese Mischungen ist in Abb. 5.2 dargestellt. Die Meßpunkte lassen sich durch eine Regressionsgerade:

$$u_D(a) = u_{DT} + (u_{DR}-u_{DT})*a$$

mit den Koeffizienten:

u_{DT} = 6,13 mm/µs (TNT),

u_{DR} = 8,86 mm/µs (RDX)

beschreiben.

Der Koeffizient u_{DT} ist die extrapolierte Detonationsgeschwin-

digkeit des reinen TNT bei einer aus den Dichten der Mischungen extrapolierten Dichte ρ_0 = 1,48 g/cm³. Von Meyer <108> wird für TNT bei ρ_0 = 1,64 g/cm³ 6,90 mm/µs angegeben. Die Übereinstimmung ist unter Beachtung des Durchmessereffektes - TNT-Sprengkörper mit diesem Querschnitt waren nicht zur Detonation zu bringen - und der Extrapolationsweite recht gut. Für reines RDX liegen der Wert u_{DR} und der Wert nach Meyer <108> mit 8,75 mm/µs dicht zusammen.

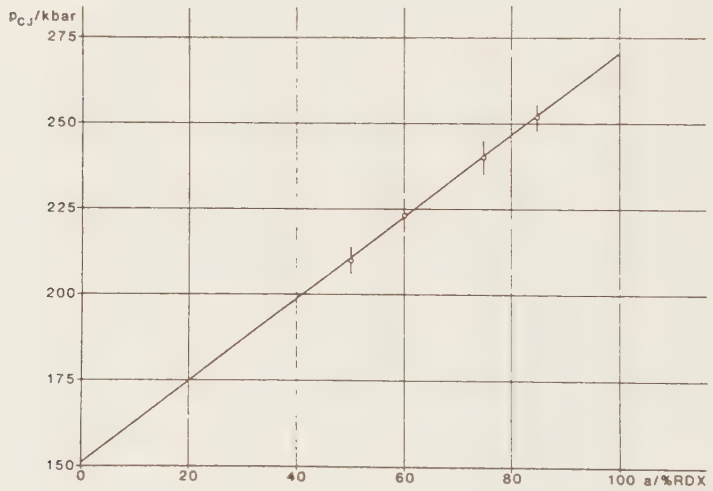

Abb. 5.3: Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} als Funktion des Gehaltes an RDX für RDX/TNT-Mischungen.

Trägt man die Werte für den Chapman-Jouguet Druck entsprechend als Funktion des RDX-Gehaltes auf, so erhält man in Abb. 5.3 ebenfalls einen linearen Verlauf, der durch die Gleichung:

$$p_{CJ}(a) = p_T + (p_R - p_T) * a$$

mit den Koeffizienten:

p_T = 151 kbar (TNT),

p_R = 270 kbar (RDX)

beschrieben wird.

Sprengstoff	$\frac{\rho_0}{g/cm^3}$	$\frac{p_{CJ}}{kbar}$	Quelle
HEXOLIT 60/40	1,65	190±20	Schall <107> (Röntgenabsorption)
HEXOLIT	1,71	230	Cook (Schall <107>)
Composition B	1,714	293	Davis et al. <109> (Impedanzverfahren)
Composition B	1,714	290,4±1%	Deal <110>
TNT	1,637	189	Deal <27>
TNT	1,4502	145±2,9	Davis et al. <109> (berechnet)
TNT	1,4502	178±13	Davis et al. <109> (gemessen)
TNT	1,50	122	Cook <20> (berechnet)
TNT	1,59	150	Cook <20> (gemessen)
TNT	1,59	177	Veretennikov et al. <111>
RDX	1,767	338	Deal <27>

Tabelle 5.2: Übersicht von Literaturwerten für CJ-Drücke

Zum Vergleich der Meßwerte mit entsprechenden Literaturwerten sind in der Tabelle 5.2 Werte zusammengestellt, die für dem RDX/TNT 60/40 gleiche oder ähnliche Mischungen, für TNT

und für RDX veröffentlicht worden sind. Beim Vergleich sind die unterschiedlichen Ausgangsdichten zu berücksichtigen, wobei auch dann immer noch ganz erhebliche Unterschiede festzustellen sind.

Für RDX/TNT 60/40 stimmt der Wert in Tabelle 5.1 (RTW 60/39/1) mit 223 kbar mit dem nach dem gleichen Verfahren von Schall <107> gemessenen Wert weitgehend überein. Die nach dem Impedanzverfahren gemessenen Werte der anderen Autoren liegen dagegen um 25 % höher.

Die Koeffizienten p_T und p_R lassen sich in der Extrapolation als die Werte des Chapman-Jouguet-Druckes für reines TNT bzw. RDX auffassen. Der Wert für TNT fügt sich in den mittleren Bereich der Literaturwerte ein.

Zu dem für reines RDX mit einer extrapolierten Dichte ρ_0 = 1,837 g/cm³ gehörenden Druck p_R = 270 kbar existieren in der Literatur keine Vergleichswerte. Dividiert man die von Deal <27> angegebenen Werte für RDX und für TNT durcheinander, so stimmt das Verhältnis mit 1,787 genau mit dem Wert p_R/p_T = 1,788 überein. Die Unterschiede in den absoluten Werten müssen durch die verschiedenen Meßverfahren bedingt sein.

Die oben zitierten Literaturwerte zeigen, daß sich nach dem Impedanzverfahren Druckwerte ergeben, die um etwa 30 % oberhalb der berechneten und der mit der Röntgenabsorption gemessenen liegen. Der Grund dafür ist in einem nicht berücksichtigten Einfluß des von Neumann-Spike und in Störungen der

Detonation durch die Grenzfläche zu suchen. Bei der Röntgenabsorption der hier benutzten brisanten Sprengstoffe spielt der von Neumann-Spike keine Rolle, da diese Zone eine so kleine Breite hat, daß sie im Abfall der Schwärzung vom Bereich "0" nach "1" bzw. im anschließenden schraffierten Bereich der Abb. 3.5 nicht berücksichtigt wird.

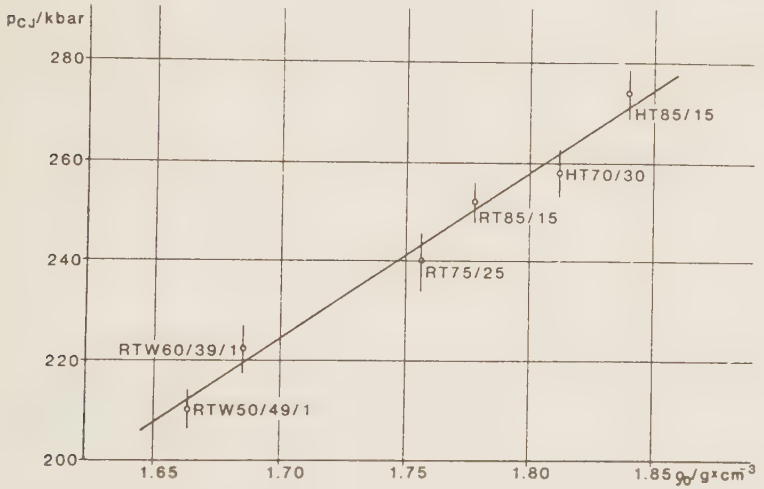

Abb. 5.4: Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} als Funktion der Ausgangsdichte ρ_0 für die TNT-haltigen Sprengstoffmischungen in Tabelle 5.1.

In Abb. 5.4 sind die gemessenen Chapman-Jouguet-Drücke der TNT-haltigen Sprengstoffmischungen in Tabelle 5.1 als Funktion der Ausgangsdichte ρ_0 eingezeichnet. Durch eine einheitliche Ausgleichsgerade lassen sich sowohl die Meßwerte für die Mischungen mit RDX als auch die der Mischungen mit HMX beschreiben:

$$p_{CJ}(\rho_0) = k*\rho_0 + p_z$$

mit den Koeffizienten:

$k = 334 \text{ kbar} * \text{cm}^3 * \text{g}^{-1}$,

$p_z = -343 \text{ kbar}$.

Daraus folgt, daß die höheren Detonationsdrücke der HMX/TNT- gegenüber den RDX/TNT-Mischungen allein durch die höhere Kristalldichte des HMX bedingt sind. Bezieht man die Mischungen des HMX bzw. des RDX mit 4 % Wachs aus Tabelle 5.1 in den Vergleich mit ein, so haben diese Mischungen bei gegebener Dichte einen höheren Detonationsdruck als die Gerade in Abb. 5.4 angibt.

V.2. Hugoniot-Kurve und Isentrope der Schwaden des RDX/TNT 60/40

Da die im Abschnitt IV. beschriebenen Experimente mit inerten Probekörpern alle mit Sprengladungen aus RDX/TNT 60/40 bei weitgehend gleicher Geometrie durchgeführt wurden, kann man die Ergebnisse der Messungen zusammenfassend dazu verwenden, um nach der Impedanzmethode auf die Zustandsgleichung der Schwaden zurückzuschließen. Nachteilig ist dabei nur, daß die Messungen in den Probekörpern in kleinem Abstand zum Sprengstoff nur mit größeren Fehlern möglich waren. Die für diese Auswertung benutzten Extrapolationswerte weichen zum Teil geringfügig von den rein formal im Abschnitt IV. angegebenen Werten für den Abstand s = 0 außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Ausgleichskurven ab. Sie sind hier als lineare Extrapolation aus dem Bereich der Meßwerte gewonnen. Die

Werte für die auswertbaren, untersuchten Materialien sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt.

Material	ρ_0/(g/cm³)	u_s/(mm/µs)	p/kbar
Al	2,70	7,14	294
PVC	1,43	5,17	174
CCl_4	1,60	3,83	156
H_2O	1,00	6,03	160
CH_3OH	0,79	4,43	115
RT 63/37	1,72	7,84	232

Tabelle 5.3: Stoßwellengeschwindigkeit u_s und Stoßwellendruck p für im Abschnitt IV. untersuchte Materialien.

Zusätzlich sind für die - nach der Zusammensetzung der Sprengstoffmischung vor dem Gießen benannte - Sprengstoffmischung RDX/TNT 60/40 die Werte aus der röntgenographischen Druckmessung in Abschnitt V.1. mit in die Tabelle aufgenommen. Wegen der vor dem Erstarren der Schmelze auftretenden Sedimentation der RDX-Kristalle im flüssigen TNT haben die Ladungen einen höheren RDX-Gehalt, was auch von Reiling <72> für die so hergestellten Ladungen gemessen wurde. Aus dem Vergleich der Dichte der Ladungen ist auf die genaue Zusammensetzung RDX/TNT 63/37 zu schließen. Die Werte für die Detonationsgeschwindigkeit u_D und den Chapman-Jouguet-Druck p_{CJ} in Tabelle 5.3 wurden den Abb. 5.2 und Abb. 5.3 entnommen.

Die Werte aus der Tabelle 5.3 sind als Zustandspunkte auf

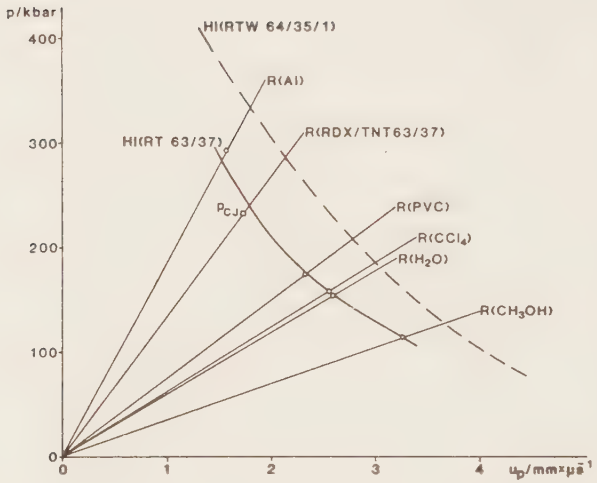

Abb. 5.5: Hugoniot-Kurve und Isentrope HI(RT 63/37) der Schwaden von RDX/TNT 63/37 aus den Zustandspunkten der untersuchten Inertmaterialien. HI(RTW 64/35/1) entsprechende Kurve nach Deal <110> für nahezu gleichen Sprengstoff.

ihren zugehörigen Rayleigh-Geraden in Abb. 5.5 in das p,u_p-Diagramm eingetragen. Die Kurve HI(RT 63/37) ist für Drücke größer als p_{CJ} = 232 kbar mit der Hugoniot-Kurve und für Drücke kleiner als p_{CJ} mit der Isentrope der Schwaden des RDX/TNT 63/37 gleichzusetzen. Die glatte Kurve durch die nach verschiedenen Verfahren gemessenen Zustandspunkte ist noch einmal eine gegenseitige Bestätigung für die Druckmessung durch Röntgenabsorption und mit den Kohle-Masse-Widerständen. Zusätzlich ist in Abb. 5.5 die entsprechende Kurve HI(RTW 64/35/1) eingezeichnet, die von Deal <110> für die

ähnliche Sprengstoffzusammensetzung RDX/TNT/Wachs 64/35/1 gemessen wurde, bei der die Druckwerte erheblich höher liegen. Auf die Unvereinbarkeit dieser hohen Druckwerte mit Messungen an Stoßwellen in Wasser wurde vom Verfasser <38> bereits hingewiesen.

Die Kurve HI(RT 63/37) ist mit der von Sudhoff <60> im Druckbereich bis zu 140 kbar gemessenen Hugoniot-Kurve des unzersetzten Sprengstoffes der gleichen Zusammensetzung zu vereinbaren.

V.3. Chapman-Jouguet-Druck für PETN-formbar und für Ammongelit 3

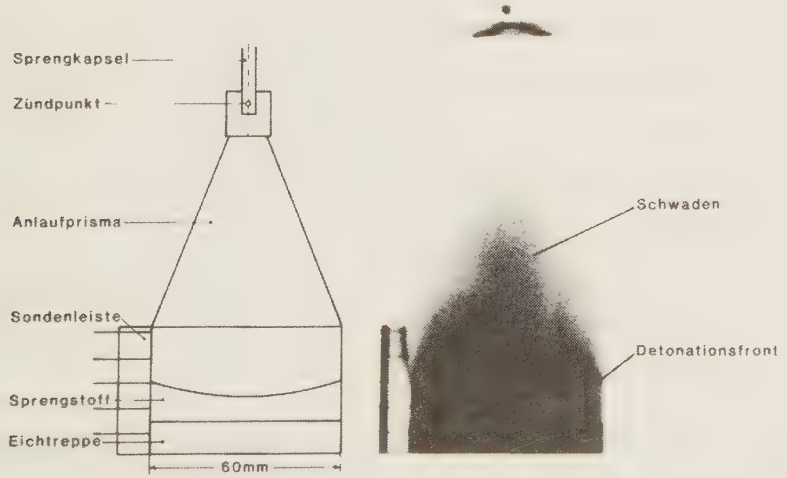

Abb. 5.6: Versuchsaufbau für Röntgenabsorptionsmessungen an Sprengstoffplatten und Röntgenblitzaufnahme.

Für Chapman-Jouguet-Druck-Messungen in Erweiterung der Ergeb-

nisse im Abschnitt V.1. wurde der in Abb. 5.6 dargestellte Aufbau benutzt. Das Auswerteverfahren entspricht dem bei den Inertmaterialien im Abschnitt IV. benutzten. Da hier die Detonationsgeschwindigkeit aber im Gegensatz zur Stoßwellengeschwindigkeit konstant ist, wurden alle Röntgenblitzaufnahmen zu annähernd gleichen Zeiten gemacht.

Bei jedem Versuch wurde seitlich an der Platte die Detonationsgeschwindigkeit mit 5 Pin-Kontakt-Sonden gemessen. Wegen der schwierigen Korrektur, die durch die Krümmung der Detonationsfront notwendig ist, und wegen der verhältnismäßig kleinen Meßstrecke können hier größere Meßfehler auftreten als bei den Messungen mit dem Aufbau nach Abb. 5.1. Dadurch sind die vom Verfasser zusammen mit Kleinhanß und Reiling <72> angegebenen Drücke um etwa 10 % niedriger als die nach Abb. 5.4 für die entsprechenden Dichten sich ergebenden Werte.

Messungen nach diesem Verfahren an dem Sprengstoff PETN-formbar (86 % PETN, 13 % Silikonfett, 1 % Zinkstearat; Hersteller: DNAG) ergaben bei einer Dichte $\rho_0 = 1{,}516$ g/cm³ eine Detonationsgeschwindigkeit $u_D = (7{,}104 \pm 0{,}015)$ mm/µs und einen Chapman-Jouguet-Druck $p_{CJ} = (145 \pm 4)$ kbar.

Bringt man Ammongelit 3 (Basis: Ammoniumnitrat (NH_4NO_3) und gelatiniertes Nitroglykol ($C_2H_2N_2O_6$); Hersteller: DNAG) in dem Aufbau nach Abb. 5.6 mit einem Anlaufprisma aus RDX/TNT 60/40 zur Detonation, so detoniert der Sprengstoff auch hier in der an den Breitseiten nur mit einer 0,2 mm

dicken Pertinax-Folie abgeschlossenen Form mit einer Detonationsgeschwindigkeit u_D = (5,216 ± 0,141) mm/µs, die sonst nur bei Verdämmung auftritt und von Meyer <108> mit u_D = 5,4 mm/µs angegeben wird. Wegen der Inhomogenitäten in diesem Mehrstoffgemisch ist der gemessene Detonationsdruck p_{CJ} = (95 ± 7) kbar bei ρ_0 = 1,516 g/cm³ mit einem verhältnismäßig großen Fehler behaftet.

V.4. Vergleichende Druckmessungen mit Röntgenabsorption und Kohle-Masse-Widerständen in Sprengstoffen

Wegen der hohen Belastung der Kohle-Masse-Widerstände durch die Schwaden können direkte Messungen des Druckverlaufes in detonierenden brisanten Sprengstoffen nicht durchgeführt werden; es tritt bereits unmittelbar nach Ende der Anstiegszeit ein Kurzschluß auf, der eine Messung des Druckes unmöglich macht. Brauchbar sind die Kohle-Masse-Widerstände in diesem Fall aber als ionisationsunabhängige Triggersonden, wie sie auch von Tulis und Selman <81> benutzt wurden. Eine weitere mögliche Anwendung ist die Unterscheidung von Detonation und Deflagration, einschließlich der beim Gap-Test auftretenden Verzögerungen bei der Übertragung der Detonation. Im Folgenden soll an Beispielen bei relativ niedrigen Drücken gezeigt werden, daß die Anwendung in reaktiven Systemen möglich ist und in Ergänzung zu anderen Verfahren zur Klärung von möglichen systematischen Fehlern beitragen kann.

Im Gegensatz zu den chemisch einheitlichen brisanten Spreng-

stoffen sind gewerbliche Sprengstoffe häufig Gemische mehrerer Komponenten, bei denen oft die Detonationsfähigkeit von Ammonium-Salzen und Nitraten ausgenutzt wird. Diese Sprengstoffe zeigen ein unterschiedliches Detonationsverhalten, je nachdem, ob sie verdämmt oder ob sie in kleinen Mengen unverdämmt initiiert werden. So wurden bei den Messungen zu Abschnitt V.3. für Ammongelit 3 bei Initiierung durch eine verhältnismäßig große Menge eines brisanten Sprengstoffes die sonst nur unter Verdämmung auftretende Form der Detonation mit u_D = 5,22 mm/µs beobachtet. Bei direkter Initiierung durch eine Sprengkapsel ohne Verstärkerladung wird dagegen nur u_D = 2,08 mm/µs gemessen.

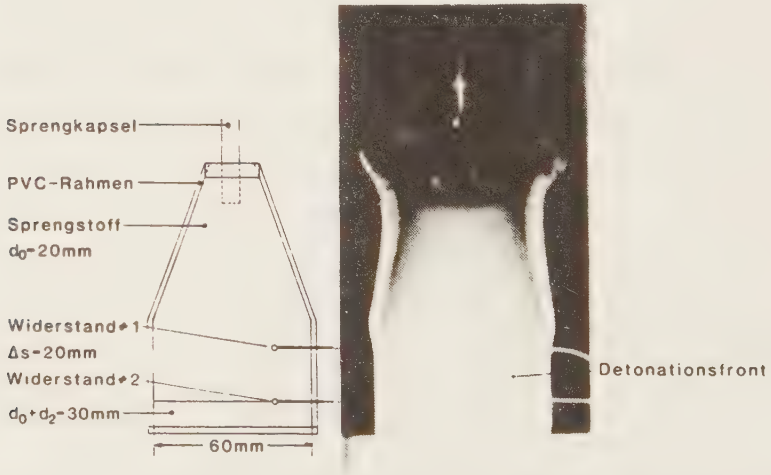

Abb. 5.7: Aufbau und Röntgenblitzaufnahme einer Sprengladung zur gleichzeitigen Messung mit Röntgenabsorption und Kohle-Masse-Widerständen.

Um an einer Sprengstoffprobe simultan mit Röntgenabsorption

und Kohle-Masse-Widerständen Druckmessungen durchführen zu können, wurde der in Abb. 5.7 dargestellte Aufbau gewählt. Aus den Sprengstoffproben wurden 60 mm breite und 20 mm dicke Platten in einem PVC-Trägerrahmen ohne Fenster in Durchstrahlungsrichtung hergestellt. Im unteren Teil wurden die Platten um d_2 = 10 mm verdickt, um die Kalibrierung der Röntgenabsorption zu ermöglichen. In den Sprengstoff wurden von der Seite 2 Kohle-Masse-Widerstände im Abstand s = 20 mm so eingebettet, daß sie nacheinander von der Detonationsfront erreicht wurden. Die Röntgenblitzaufnahme in Abb. 5.7 zeigt die Detonationsfront zwischen den beiden Widerständen. Bei diesen Versuchen wurde die Detonation durch eine Sprengkapsel PL463 der Firma DNAG mit einer Ansprechzeit von 10,5 µs ohne Verstärkerladung direkt im Sprengstoff eingeleitet. Der elektrische Auslöseimpuls für die Sprengkapsel diente als Zeitnullpunkt.

Die für die Druckberechnung aus der Röntgenabsorption notwendige Detonationsgeschwindigkeit kann bei diesen Versuchen aus dem Abstand Δs der beiden Kohle-Masse-Widerstände und der Zeitdifferenz ihrer druckabhängigen Signale bestimmt werden. Wegen der gegenüber den brisanten Sprengstoffen größeren Röntgenabsorption durch Ionen mit höherer Ordnungszahl (Cl, K, Ca) in den untersuchten Sprengstoffen wurden die Röntgenblitzaufnahmen mit 300 kV gemacht. Die Auswertung wurde wie im Kapitel III.3. beschrieben durchgeführt.

In Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse dieser Messungen an 3 gewerblichen Sprengstoffen zusammengestellt. Ammongelit 3 und

Wetter-Nobelit C sind Sprengstoffe auf der Basis von Ammoniumnitrat (NH_4NO_3) und gelatiniertem Nitroglykol (Äthylenglykoldinitrat, $C_2H_4N_2O_6$), während Wetter-Carbonit C mit dem sogenannten inversen Salzpaar aufgebaut ist, bei dem das Ammonium- und das Nitrat-Ion nicht in einem Molekül vereinigt sind. Wetter-Carbonit C besteht aus den Hauptkomponenten Ammoniumchlorid (NH_4Cl) und Kaliumnitrat (KNO_3).

Sprengstoff	$u_D/mm*\mu s^{-1}$	$\rho_0/g*cm^{-3}$	x/-	$p_{CJ}/kbar$
Ammongelit 3	2,08	1,56	0,124	3,9
Wetter-Nobelit C	2,43	1,67	0,266	11,6
Wetter-Carbonit C	1,44	1,15	0,427	4,2

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Messung des Chapman-Jouguet-Druckes an 3 gewerblichen Sprengstoffen.

Die Werte des Schwärzungsverhältnisses x in Tabelle 5.4 lassen erkennen, daß die Detonationsfront in der Röntgenaufnahme des Ammongelit 3 einen erheblich kleineren Kontrast zeigt als etwa die des Wetter-Carbonit C. Entsprechend groß ist die Unsicherheit dieser Werte mit bis zu 20 % trotz der jeweils ausgewerteten 30 Scanlinien. Der größte Druck wird beim Wetter-Nobelit C mit 11,6 kbar gemessen, während beim Wetter-Carbonit C wegen der quadratisch eingehenden Detonationsgeschwindigkeit nur 4,2 kbar auftreten. Beim Ammongelit 3 ist der Druck mit 3,9 kbar erstaunlich gering, aber aus dem kleinen Wert für x plausibel. Eine Erklärung dafür können die zeitaufgelösten Messungen mit den Kohle-Masse-Widerständen liefern.

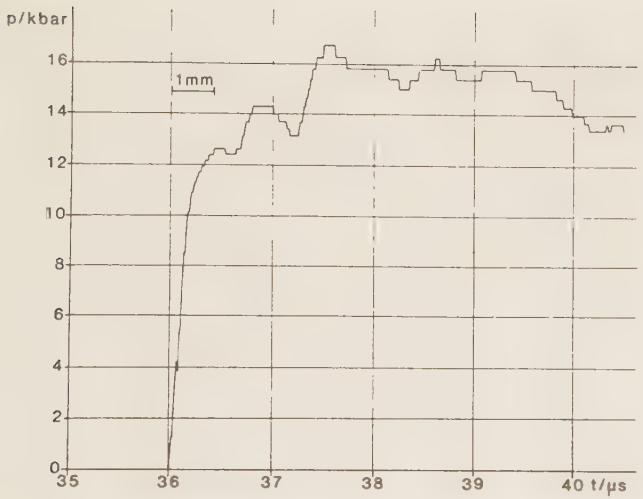

Abb. 5.8: Zeitlicher Druckverlauf beim Wetter-Nobelit C (u_D = 2,43 mm/µs).

Diese Messungen wurden mit Widerständen mit einem Nennwert R_{so} = 470 Ω durchgeführt; zur Umrechnung der gemessenen Spannungen in Stoßwellendrücke diente die Kalibrierungskurve aus Abb. 3.16. Der für Wetter-Nobelit C gemessene Druckverlauf ist in Abb. 5.8 für die ersten 4,5 µs wiedergegeben. Der Anstieg des Druckes in etwa 0,3 µs ist durch die Eigenanstiegszeit der Kohle-Masse-Widerstände bei u_D = 2,43 mm/µs bedingt. Der Druck steigt zunächst bis auf etwa 12,5 kbar und im weiteren Verlauf bis auf 16,8 kbar an. Dann folgt ein nahezu konstantes Plateau bis etwa t = 39,5 µs.

Das aus dem inversen Salzpaar aufgebaute Wetter-Carbonit C in Abb. 5.9 zeigt anfangs einen Spitzendruck von 6,7 kbar. Für eine Mikrosekunde sinkt der Druck dann wieder bis unter

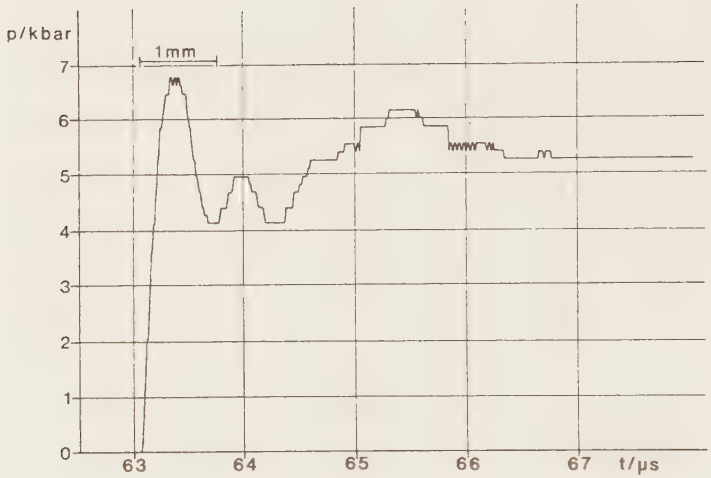

Abb. 5.9: Zeitlicher Druckverlauf beim Wetter-Carbonit C (u_D = 1,44 mm/µs).

5 kbar ab und erreicht schließlich einen Endwert von etwa 6 kbar. Hier reicht die zeitliche Auflösung offensichtlich aus, um im Druckverlauf den zeitlichen Ablauf der chemischen Reaktion widerzuspiegeln.

Beim Ammongelit 3 in Abb. 5.10 schließlich zeigt sich nach einem anfänglichen Spitzendruck von 6,1 kbar ein Abfall auf unter 2 kbar und dann ein erneuter Anstieg auf einen Endwert von etwa 10 kbar.

Aus diesem Druckverlauf läßt sich das Ergebnis der röntgenographischen Dichtebestimmung verstehen. Dazu ist in die Abb. 5.8 - 5.10 jeweils das dem ersten Millimeter der Detonationsfront entsprechende Zeitintervall eingezeichnet. Die-

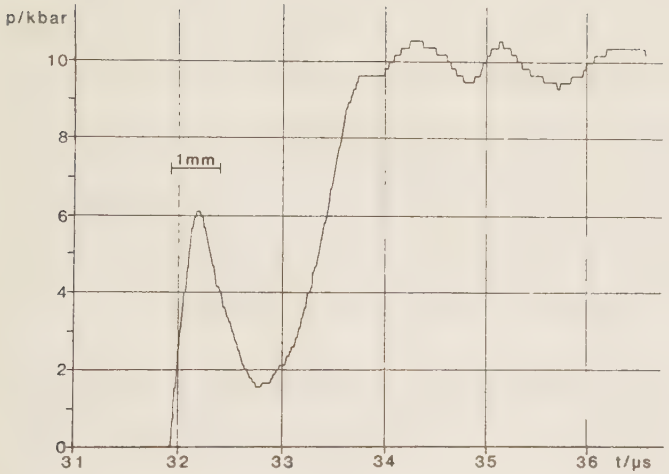

Abb. 5.10: Zeitlicher Druckverlauf beim Ammongelit 3 (u_D = 2,08 mm/µs).

ser Bereich von 1 mm Breite bleibt als Übergangszone bei der densitometrischen Auswertung unberücksichtigt. Für die Mittelwertbildung der Schwärzung werden dann die anschließenden 2 mm ausgenutzt; das ist bei Ammongelit 3 genau der Bereich des Druckminimums.

Sprengstoff	p_{s1}/kbar	p_{23}/kbar	p_{max}/kbar	p_x/kbar
Ammongelit 3	6,1	2,8	10,5	3,9
Wetter-Nobelit C	12,5	13,5	16,8	11,6
Wetter-Carbonit C	6,7	5,5	6,2	4,2

Tabelle 5.5: Vergleichende Übersicht der Druckmessungen

Die Ergebnisse der simultanen Druckmessungen sind unter diesem Gesichtspunkt in Tabelle 5.5 noch einmal zusammengefaßt.

Dabei ist p_{s1} der Spitzendruck im ersten Millimeter der Detonationsfront, p_{23} ist der mittlere Druck in den anschließenden 2 mm - dies ist der Bereich der röntgenographischen Auswertung -, p_{max} ist schließlich der Maximaldruck im folgenden Bereich. Der Vergleich der Werte bei den beiden Wetter-Sprengstoffen zeigt, daß hier keine erheblichen Unterschiede auftreten. Die Übereinstimmung des röntgenographisch bestimmten Wertes p_x insbesondere mit p_{23} ist befriedigend.

Nimmt man beim Ammongelit 3 den für die Wirkung maßgeblichen Wert des Druckes p_{max} = 10,5 kbar und vergleicht ihn mit dem Wert p_x = 3,9 kbar, so ist die Differenz natürlich ganz erheblich. Berücksichtigt man aber das densitometrische Auswerteverfahren und vergleicht den Wert p_{23} = 2,8 kbar mit p_x, so ist die Übereinstimmung im Rahmen der oben angegebenen Abschätzung für die Druckbereiche gegeben.

Die simultane Anwendung beider Druckmeßverfahren an den 3 gewerblichen Sprengstoffen zeigt eine Übereinstimmung der erhaltenen Werte, wenn man die Besonderheiten der Meßverfahren berücksichtigt. Nimmt man an, daß auch bei den brisanten Sprengstoffen die zeitlichen Druckverläufe - wenn auch mit erheblich kleineren Zeitkonstanten - eine Rolle spielen, so kann das ein Hinweis auf die auch hier vom Meßverfahren abhängigen Werte für den Chapman-Jouguet-Druck sein.

V.5. Druckmessungen an Stoß- und Detonationswellen in Nitromethan

Nitromethan (CH_3NO_2, ρ_0 = 1,136 g/cm³) ist eine detonations-

fähige Flüssigkeit, die wegen ihres niedrigen Flammpunktes bei 35 °C <108> als Sprengstoff nicht geeignet ist. Verwendet wird Nitromethan dagegen als Lösungsmittel und als Raketentreibstoff. Auf der anderen Seite hat Nitromethan für detonationsphysikalische Untersuchungen große Vorteile, da es als Flüssigkeit ein homogener und isotroper Sprengstoff ist, dessen Eigenschaften durch inerte Beimischungen ohne Verlust der Homogenität beeinflußt werden können. Dazu liegen zum Beispiel Untersuchungen von Brochet et al. <112> an Mischungen von Nitromethan mit 0 - 20 % Chloroform (CH_3Cl_3) und Bromoform (CH_3Br_3) vor.

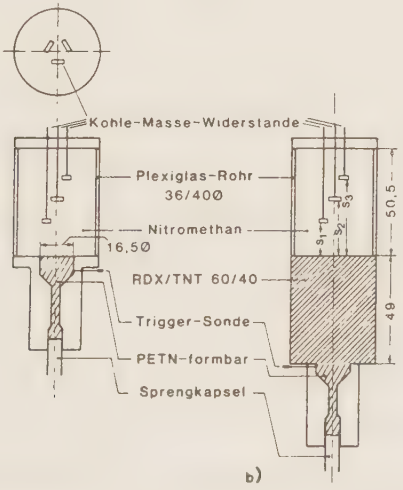

Abb. 5.11: Versuchsaufbau für Druckmessungen in Nitromethan. (a. Stoßwellen, b. Detonationswellen)

Für die Messungen in Nitromethan wurde der in Abb. 5.11 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Ein Plexiglasrohr mit 36 mm Innendurchmesser wurde mit Nitromethan gefüllt, in das

von unten eine Stoßwelle aus einem brisanten Sprengstoff eingekoppelt wurde (a. PETN-formbar p_{CJ} = 145 kbar; b. RDX/TNT 60/40 p_{CJ} = 232 kbar).

Im Zentrum der Nitromethanprobe waren 3 Kohle-Masse-Widerstände auf einem Kreis mit 5 mm Radius angeordnet, die Abstände von der Grenzfläche zum brisanten Sprengstoff waren s_1 = 15,5 mm, s_2 = 25,5 mm und s_3 = 35,5 mm.

Obwohl der in der Anordnung nach Abb. 5.11a durch den Chapman-Jouguet-Druck des PETN-formbar in das Nitromethan eingekoppelte Druck zur Initiierung ausreichen sollte, detoniert das Nitromethan nicht. Von Presles und Brochet <113> werden Verzögerungszeiten von weniger als 0,5 µs bei Stoßwellendrücken von 110 - 120 kbar für die Initiierung angegeben. Für den Detonationsdruck selbst des Nitromethans gelten die Werte von Brochet und Fisson <114> und Dremin und Pokhil <115> mit (125 $\pm$ 5) kbar als die zuverlässigsten.

Das Ergebnis der Druckmessung mit den 3 Kohle-Masse-Widerständen mit einem Nominalwert von 4700 Ω zeigt Abb. 5.12. Die Stoßwelle erreicht den ersten Widerstand zum Zeitpunkt t_1 = 2,76 µs, gemessen wird hier ein Druck p_1 = 78 kbar als Mittelwert der ersten Mikrosekunde des Druckverlaufes. Mit dem zweiten Widerstand werden entsprechend t_2 = 4,96 µs und p_2 = 68 kbar gemessen. Zwischen den beiden Widerständen beträgt die mittlere Stoßwellengeschwindigkeit $u_{s12} = (s_2-s_1)/(t_2-t_1)$ = 4,50 mm/µs. Verglichen mit dem Druckabfall der Stoßwelle in Wasser nach Abb. 3.14 - wo der Druck von

86 kbar auf 55 kbar im entsprechenden Intervall abfällt bei Auslösung der Stoßwelle durch RDX/TNT 60/40 -, ist hier beim Nitromethan der Druckabfall um 10 kbar auf der Laufstrecke der Stoßwelle von 10 mm sehr viel kleiner. Das zeigt, daß eine teilweise Reaktion des Nitromethans stattgefunden haben muß, die dem Druckabbau entgegengewirkt hat.

Abb. 5.12: Stoßwellendruck in Nitromethan gemessen in dem Aufbau nach Abb. 5.11a.

Im weiteren Verlauf bis zum dritten Widerstand, wo t_3 = 7,80 µs und p_3 = 19,5 kbar gemessen werden, nimmt dann der Druck stark ab. Entsprechend niedriger ist die mittlere Stoßwellengeschwindigkeit u_{s23} = 3,38 mm/µs, die aber noch immer deutlich über der von Brochet et al. <112> in einem ähnlichen Aufbau gemessenen Schallgeschwindigkeit c = 1,37 mm/µs liegt.

Der Grund dafür, daß es hier nicht zu einer detonativen Umsetzung des Nitromethans kommt, ist in dem Durchmesser von

16,5 mm des PETN-formbar in der Grenzfläche zum Nitromethan zu suchen. Hier erreicht die von der Seite ringförmig einlaufende Verdünnung die Achse früher, als zur Ausbildung des Detonationskopfes erforderlich ist.

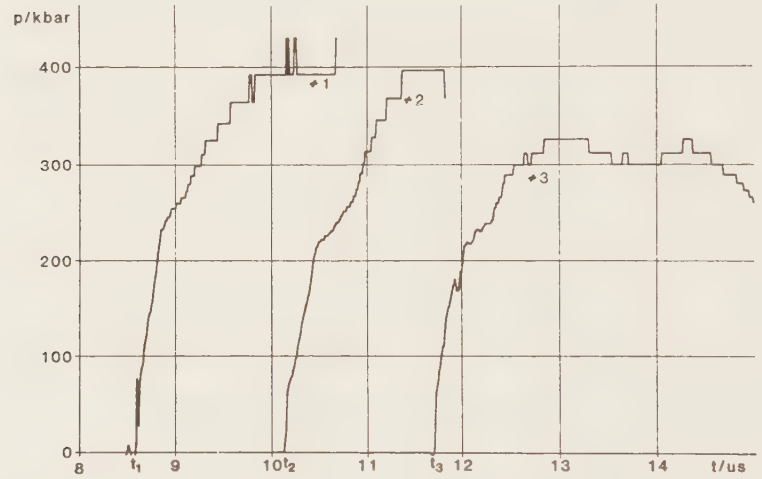

Abb. 5.13: Druckmessung im detonierenden Nitromethan in dem Aufbau nach Abb. 5.11b.

Koppelt man dagegen wie in Abb. 5.11b die Stoßfront über den vollen Querschnitt von einem Sprengkörper aus RDX/TNT 60/40 in das Nitromethan ein, so erfolgt eine Detonation. Die dabei gemessenen Druckverläufe sind in Abb. 5.13 wiedergegeben. Da die Triggersonde wieder an der Übertragungsladung angebracht war, sind alle Zeiten um die Detonationszeit der RDX/TNT-Ladung von 6,2 µs nach hinten verschoben.

Die Ankunftszeiten an den Widerständen sind t_1 = 8,58 µs, t_2 = 10,10 µs und t_3 = 11,66 µs; die Zeitdifferenzen in den

beiden gleich langen Meßstrecken unterscheiden sich nur um 40 ns. Das bedeutet, daß im Nitromethan eine stationäre Detonation mit u_D = 6,49 mm/µs abläuft. Dieser Wert liegt etwa 3 % oberhalb des von Brochet et al. <112> bei der gleichen Versuchstemperatur von 288 K gemessenen Wertes u_D = 6,30 mm/µs. Dieser Unterschied liegt außerhalb der jeweiligen Meßfehler und dürfte durch den bei dem Versuch nach Abb. 5.11b größeren Gehalt an Nitromethan (>98 % gegenüber 96 %) und dem kleinen Abstand zur initiierenden RDX/TNT-Ladung bedingt sein.

Bei dieser Messung im Sprengstoff versagen die Kohle-Masse-Widerstände. Sie werden selbst oder ihre Zuleitungen durch die heißen Schwaden bereits vor Erreichen eines stationären Wertes zerstört. Die in Abb. 5.13 abzulesenden Druckwerte von 300 - 400 kbar liegen außerhalb des für Nitromethan in Frage kommenden Bereiches für den Chapman-Jouguet-Druck und sind als durch einen elektrischen Nebenschluß verursachte Artefakte anzusehen. Für die dabei reproduzierbar auftretenden Bereiche mit unterschiedlichen Steigungen während der ersten Mikrosekunde - ähnliches wird auch bei Versuchen mit anderen Sprengstoffen beobachtet - konnte bisher keine Erklärung gefunden werden.

VI. Zusammenfassung

Mit Stoßwellen können in einfachen Anordnungen Drücke erzeugt werden, die mit statischen Methoden überhaupt nicht oder doch nur in wesentlich kleineren Volumina zu erreichen sind. Aus den mechanischen Erhaltungsgleichungen folgt, daß durch Messung von zwei der Variablen: Stoßwellengeschwindigkeit, Partikelgeschwindigkeit, Stoßwellendruck und Dichte, alle übrigen berechnet werden können. Die Gesamtheit aller Zustandspunkte eines Materials unter Stoßwellenbelastung wird durch die Hugoniot-Kurve beschrieben.

Ziel der vorliegenden Arbeit war, spezielle Meßverfahren für Stoßwellendrücke weiterzuentwickeln und sie zur Bestimmung von Stoßwellendaten auf inerte Festkörper und Flüssigkeiten und auf reaktive Medien anzuwenden. Zur Erzeugung der Stoßwellen wurde die Einkopplung von Detonationswellen aus einem brisanten Sprengstoff benutzt.

Für die Messung der Stoßwellen- bzw. der Detonationsgeschwindigkeit wurden koaxiale Pin-Kontakt-Sonden und ein digitales Vielkanal-Zeitmeßgerät mit 2 ns Zeitauflösung eingesetzt. Damit können bei einer nur 1 mm langen Meßstrecke Geschwindigkeiten auf 1 % genau gemessen werden.

Durch Messung der Röntgenabsorption aus Röntgenblitzaufnahmen kann die Verdichtung der Materie hinter einer Stoßfront ohne jegliche Störung der Stoßwelle bestimmt werden. Durch

ein der Problemstellung bei Sprengversuchen angepaßtes Aufnahmeverfahren und eine rechnergesteuerte Auswertung der Röntgenfilme sind damit zuverlässige Stoßwellendruckmessungen möglich.

Besondere Bedeutung kommt der störungsfreien Messung bei der Bestimmung des Chapman-Jouguet-Druckes von Sprengstoffen zu. Mit der Röntgenabsorptionsmessung kann die Verdichtung im Innern des Sprengstoffes weitgehend frei von Randeffekten gemessen werden.

Die Anwendbarkeit von einfachen Kohle-Masse-Widerständen als Druckaufnehmer bei einem Nennwert von 470 Ω bis zu Drücken von 120 kbar und bei 4700 Ω bis zu 230 kbar wurde durch Messungen zur Kalibrierung mit Stoßwellen in Wasser ermöglicht. Bei Messung der Spannung an den Widerständen in einer Halbbrückenschaltung mit Transient-Recordern ist es möglich, den zeitlichen Druckverlauf über die Kalibrierungskurve zu rekonstruieren. Zeitaufgelöste Messungen zur Stoßwellenreflexion in Polymethylmethacrylat zeigen, daß die gemessenen Verläufe mit den aus der Weg-Zeit-Kurve und der Hugoniot-Kurve berechneten übereinstimmen. Die erreichten Standzeiten der Kohle-Masse-Widerstände reichen von wenigen Mikrosekunden bei hohen Drücken bis zu mehr als 20 µs bei Druckwerten unter 20 kbar. Die Zeitauflösung ist durch die Laufzeit der Stoßwelle durch das 1 mm dicke Widerstandselement bedingt und liegt im Bereich von 0,1 µs bis 1 µs.

Die Weg-Zeit-Kurven für die Messungen mit den Kohle-Masse-

Widerständen, die in einer einzigen Anordnung bei Druckvariationen über mehr als zwei Größenordnungen durchgeführt wurden, konnten alle durch den gleichen Typ einer Ausgleichsfunktion beschrieben werden, bei der das Verhalten in der akustischen Näherung vorgegeben wird.

Die Meßverfahren zur Stoßwellendruckmessung durch Röntgenabsorption, mit Kohle-Masse-Widerständen und durch die Geschwindigkeitsmessung an einer freien Oberfläche wurden in Festkörpern und Flüssigkeiten eingesetzt. Die an Polymethylmethacrylat mit Kohle-Masse-Widerständen gemessene Hugoniot-Kurve stimmt im Überlappungsbereich der Meßwerte mit den durch Röntgenabsorption bestimmten überein. Der Vergleich mit den umfangreichen Literaturwerten zeigt, daß die Ergebnisse bei vorgegebener Verdichtung im unteren Bereich der Druckwerte anderer Autoren liegen. Bei Aluminium stimmen die Werte aus der Röntgenabsorption weitgehend mit denen aus der Geschwindigkeit einer freien Oberfläche berechneten sowohl nach eigenen Messungen wie auch nach Messungen anderer Autoren überein.

Messungen der Hugoniot-Kurven der Flüssigkeiten Glycerin, Methanol und Tetrachlorkohlenstoff mit Kohle-Masse-Widerständen zeigen zum Teil eine gute Übereinstimmung, zum Teil aber auch erhebliche Abweichungen zu Literaturwerten nach anderen Meßverfahren. Beim Tetrachlorkohlenstoff wurde bei 22 kbar ein Übergang zwischen zwei Teilen der Hugoniot-Kurve gefunden, der auf einen Phasenübergang hindeutet.

An Sprengstoffmischungen aus RDX/TNT und HMX/TNT wurde der

Chapman-Jouguet-Druck aus der Röntgenabsorption bestimmt. Die Ergebnisse zeigen eine lineare Abhängigkeit des Detonationsdruckes von der Ausgangsdichte. In der Extrapolation können auch für reines RDX und TNT Werte angegeben werden, die sich in den unteren Teil des breiten Spektrums der Literaturwerte einfügen.

Durch entsprechende Auswertung der gemessenen Hugoniot-Kurven der Inertmaterialien konnten Teile der Hugoniot-Kurve bzw. der Isentrope des für die Stoßwellenerzeugung benutzten Sprengstoffes RDX/TNT 63/37 bestimmt werden. Der Verlauf wird durch den röntgenographisch gemessenen Chapman-Jouguet-Druck bestätigt.

Gleichzeitige Druckmessungen mit Röntgenabsorption und Kohle-Masse-Widerständen an gewerblichen Sprengstoffen zeigen übereinstimmende Ergebnisse, wenn man den zeitlichen Druckverlauf berücksichtigt, der den Anwendungen der Röntgenabsorptionsmessung bei solchen Sprengstoffen mit niedrigen Detonationsgeschwindigkeiten eine Grenze setzt. Durch Druckmessungen in Nitromethan wird gezeigt, daß mit den Kohle-Masse-Widerständen auch bei höheren Drücken zumindest eine Geschwindigkeitsmessung möglich ist. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen einer Detonation und ihrem Ausbleiben bei zu schwacher Initiierung ist mit diesem Verfahren möglich.

VII. Literaturverzeichnis

<1> C.E. Weir, E.R.Lippincott, A. van Valkenburg, and E.N. Buntig
J. Res. Natl. Bur. Stand., USA, 63A, 55 (1959)

<2> J.C. Jamieson, A.W. Lawson, and N.D. Nachtrieb
Rev. Sci. Instrum. 30, 1016 (1959)

<3> A.L. Ruoff
Pressures of 2 megabars with the diamond anvil-indentor in Proceedings "High Pressure in Research and Industry" (eds. C.-M. Backman et al.), Vol. 1,108-121
Inst. Phys. Chemistry, Uppsala 1981

<4> G.J. Piermarini and S. Block
Rev. Sci. Instrum. 46, 973 (1975)

<5> G.J. Piermarini, S. Block, J.D. Barnett and R.A. Forman
J. Appl. Phys. 46, 2774 (1975)

<6> H.K. Mao, P.M. Bell, J.W. Shaner, and D.J. Steinberg
J. Appl. Phys. 49, 3276 (1978)

<7> M.H. Rice, R.G. McQueen, and J.M. Walsh
Compression of Solids by Strong Shock Waves
Solid State Phys. 6, 1-63 (1958)

<8> G.E. Duvall and G.R. Fowles
Shock Waves
in "High Pressure Physics and Chemistry"
(ed. R.S. Bradley), Vol. 2, 209-291
Academic Press, London and New York 1963

<9> W.J. Murri, D.R. Curran, C.F. Petersen, and R.C. Crewdson
Response of Solids to Shock Waves
in "Advances in High-Pressure Research"
(ed. R.H. Wentorf, Jr.) Vol. 4, 1-163
Academic Press, London and New York 1974

<10> E. Grüneisen
in "Handbuch der Physik", Bd. 10, 22
J. Springer, Berlin 1926

<11> R. Courant, K.O. Friedrichs
Supersonic Flow and Shock Waves
Interscience Publishers, New York 1967

<12> L.D. Landau, E.M. Lifschitz
Lehrbuch der Theoretischen Physik, Bd. VI
Hydrodynamik
Akademie-Verlag, Berlin 1966

<13> G.R. Fowles and R.F. Williams
J. Appl. Phys. 41, 360 (1970)

<14> J.W. Nunziato, E.K. Walsh, K.W. Schuler, and
L.M. Barker
Wave Propagation in Nonlinear Viscoelastic Solids
in "Handbuch der Physik", Bd. VIa/4, 1-108
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1974

<15> R.N. Thurston
Waves in Solids
in "Handbuch der Physik", Bd. VIa/4, 109-308
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1974

<16> P.J. Chen
Growth and Decay of Waves in Solids
in "Handbuch der Physik", Bd. VIa/3, 303-402
Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York 1973

<17> W. Bleakney and A.H. Taub
Rev. mod. Phys. 21, 584 (1949)

<18> L.V. Al'tshuler, S.B. Kormer, A.A. Bakanova,
and R.F. Trunin
Soviet Phys. JETP 11, 573 (1960)

<19> J. Berger, J. Viard
Physique des explosives solides
Dunod, Paris 1962

<20> M.A. Cook
The Science of High Explosives
Reinhold Publishing Corporation, New York 1958

<21> R. Schall
Detonatiosphysik
in "Kurzzeitphysik" (Hrsg. K. Vollrath und G. Thomer)
Springer-Verlag, Wien, New York 1967

<22> C.H. Johansson and P.A. Persson
Detonics of High Explosives
Academic Press, London and New York 1970

<23> H.D. Gruschka, F. Wecken
Gasdynamic Theory of Detonation
Gordan and Breach, New York 1971

<24> F. Wecken
Die physikalische Theorie der Detonation
Bibliogr. Notiz D2/66, ISL, Saint-Louis 1966

<25> W. Döring
Annalen der Physik 43, 421 (1943)

<26> H. Eyring, R.E. Powell, G.H. Duffey, and R.B. Parlin
Chem. Rev. 45, 69 (1949)

<27> W.E. Deal
J. Chem. Phys. 27, 796 (1957)

<28> R.E. Duff and E. Houston
J. Chem. Phys. 23, 1268 (1955)

<29> B.G. Craig
Measurements of the detonation front in condensed-phase explosives
in Proceedings "10th Symposium on Combustion, Cambridge"
Combustion Institute, Pittsburgh, U.S.A. 1964

<30> A.E. Seigel
The Theory of High Speed Guns
United States Naval Ordonance Laboratory, White Oak, Silver Spring, Maryland, USA 1965

<31> C.L. Lecomte
Lancement de Maquettes à Grande Vitesse
in "Kurzzeitphysik" (Hrsg. K. Vollrath und G. Thomer)
Springer-Verlag, Wien, New York 1967

<32> A.K. Aziz, H. Hurwitz, and H.M. Sternberg
Phys. Fluids 4, 380 (1961)

<33> K. Hollenberg, F. Müller
Der Mach-Effekt in dichten Medien bei zylindersymmetrischer Anordnung und seine Anwendung zur Beschleunigung von Materie
BMVg-FBWT 72-3, Bonn 1972

<34> F. Müller
Propellants and Explosives 3, 115 (1979)

<35> D.V. Keller and J.R. Penning, Jr.
Exploding Foils - The Production of Plane Shock Waves and the Acceleration of Thin Plates
in "Exploding Wires" (eds. Chace/Moore), Vol. 2, 263
Plenum Press, New York 1962

<36> A.H. Guenther, D.C. Wunsch, T.D.. Soapes
Acceleration of thin Plates by Exploding Foil Techniques
in "Exploding Wires" (eds. Chace/Moore), Vol. 2, 263
Plenum Press, New York 1962

<37> G.R. Fowles and W.M. Isbell
J. Appl. Phys. 36, 1377 (1965)

<38> K. Hollenberg
Untersuchungen an Stoßwellen in Wasser und dessen elektrische Leitfähigkeit bei dynamischen Drücken bis 400 kbar
Dissertation, Düsseldorf 1973

<39> C.E. Ragan III
Phys. Rev. A 21, 458 (1980)

<40> C.F. Petersen, W.J. Murri, and M. Cowperthwaite
J. Geophys. Res. 75, 2063 (1970)

<41> L.M. Barker and R.E. Hollenbach
Rev. Sci. Instrum. 36, 1617 (1965)

<42> J.N. Johnson and L.M. Barker
J. Appl. Phys. 40, 4321 (1969)

<43> G. Smeets and A. George
J. Phys. E 14, 838 (1981)

<44> E. Schulte
Röntgenographische Untersuchungen von Kristallen unter Belastung durch Stoßwellen
Dissertation, Düsseldorf 1976

<45> F. Müller
Röntgenographische Untersuchungen an Stoßwellen in dichten Medien
Habilitationsschrift, Düsseldorf 1977

<46> Q. Johnson, A. Mitchell, R.N. Keeler, and L. Evans
Phys. Rev. Lett. 25, 1099 (1970)

<47> L.A. Egorov, E.V. Nitochkina, and Yu.K. Orekin
JETP Lett. 16, 4 (1972)

<48> R.W. Goranson, D. Bancroft, B.L. Burton, T. Blechar
E.E. Houston, E.F. Gittings, and S.A. Landeen
J. Appl. Phys. 26, 1472 (1955)

<49> O.E. Jones, F.W. Neilson, and W.B. Benedick
J. Appl. Phys. 33, 3224 (1962)

<50> R.A. Graham, F.W. Neilson, and W.B. Benedick
J. Appl. Phys. 36, 1775 (1965)

<51> R.A. Graham
Bull. Amer. Phys. Soc. 17, 1100 (1972)

<52> G.E. Hauver
in "Third Symposium on Detonation", Vol. 1, 241
Office of Naval Research Report ACR-52 Washington 1960

<53> P.J.A. Fuller and J.H. Price
Nature 193, 262 (1962)

<54> R.R. Horning and W.M. Isbell
Rev. Sci. Instr. 46, 1374 (1975)

<55> P. Krehl
Rev. Sci. Instrum. 49, 1477 (1978)

<56> M. Perez and P. Chartagnac
Rev. Sci. Instrum. 51, 921 (1980)

<57> R.W. Watson
Rev. Sci. Instrum. 38, 978 (1967)

<58> S. Minshall
J. Appl. Phys. 26, 463 (1955)

<59> W. Geiger, U. Freund, G. Honcia, H. Kollmansperger
Erfahrungen bei der digitalen Messsung von Detonationsgeschwindigkeiten
Vortragsband CTI-Einführungssymposium, Heimerzheim 1973

<60> W. Sudhoff
Untersuchungen zur Initiierung von Sprengstoffen durch Stoßwellen
Staatsexamensarbeit, Düsseldorf 1979

<61> F.W. Döring
Messung der Detonationsgeschwindigkeit eines unter Stoßwellenbelastung stehenden Sprengstoffes mit einem 16(32)-Kanal-Zeitintervallmeßgerät mit einer Auflösung von 2 ns
Diplomarbeit, Düsseldorf 1977

<62> F.W. Döring und K. Hollenberg
J. Phys. E. 14, 638 (1981)

<63> C.G.M. van Kessel
Z. Naturforsch. 30a, 1581 (1975)

<64> R. Schall
Z. Angew. Phys. 2, 252 (1950)

<65> R. Schall und G. Thomer
Z. Angew. Phys. 3, 41 (1951)

<66> D. Venable and T.J. Boyd, Jr.
in Proceedings "Fourth Symposium on Detonation", 639-647
Office of Naval Research, ACR-126, Washington, D.C. 1965

<67> J. Dapoigny, J. Kieffer et B. Vodar
C. R. Acad. Sci. Paris 245, 1502 (1957)

<68> F. Jamet and G. Thomer
Flash Radiography
Elsevier, Amsterdam 1976

<69> K. Hollenberg and F. Müller
Z. Naturforsch. 33a, 1029 (1978)

<70> K. Hollenberg, H.-R. Kleinhanß und G. Reiling
Z. Naturforsch. 36a, 437 (1981)

<71> H.-R. Kleinhanß
Untersuchungen über die Wechselwirkung von Sprengstoffen verschiedener Detonationsgeschwindigkeit zur Auslösung gerichteter konzentrischer Detonationswellen
Dissertation, Düsseldorf 1970

<72> G. Reiling
Bestimmung des Chapman-Jouguet-Druckes aus Röntgenabsorptionsmessungen
Staatsexamensarbeit, Düsseldorf 1980

<73> R. Weberling
Röntgen-Bl. 32, 109 (1979)

<74> H. Ludwig
Röntgenblitzuntersuchungen der dynamischen Verformung von Kupferhohlzylindern
Diplomarbeit, Düsseldorf 1969

<75> J. Stankiewicz and R.L. White
Rev. Sci. Instrum. 42, 1067 (1971)

<76> K. Hollenberg
Verhandl. DPG(VI) 13, 492 (1978)

<77> K. Hollenberg
Verhandl. DPG(VI) 17, 489 (1982)

<78> K. Hollenberg
Verhandl. DPG(VI) 18, 353 (1983)

<79> K. Hollenberg, F. Müller
Verhandl. DPG(VI) 14, 1146 (1979)

<80> F. Scholz
Nobel Hefte 45, 86 (1979)

<81> A.J. Tulis, J.R. Selman
Rev. Sci. Instrum. 53, 1586 (1982)

<82> F. Trimborn and R. Wild
Propellants, Explos. Pyrotech. 7, 87 (1982)

<83> K. Hollenberg
Rev. Sci. Instrum. 51, 1563 (1980)

<84> J.M. Walsh and M.H. Rice
J. Chem. Phys. 26, 815 (1957)

<85> M.H. Rice and J.M. Walsh
J. Chem. Phys. 26, 824 (1957)

<86> CRC Handbook of Chemistry and Physics, 58th ed.
CRC Press, Inc., Cleveland, Ohio 1978

<87> I. Lauber-Altmann
Mündliche Mitteilung

<88> F. Müller und B. Zhang
Mündliche Mitteilung

<89> S. Minshall
in "Response of Metals to High Velocity Deformation",
(eds. Shewmon/Zackay), 249
Interscience, New York 1961

<90> R. Schall
Explosivstoffe 6, 120 (1958)

<91> R. Schall und G. Thomer
Röntgenblitzmessungen an starken Verdichtungsstößen
in Magnesium, Plexiglas und Polyäthylen
Bericht 4/62, ISL, Saint-Louis 1962

<92> R. Schall und G. Thomer
Shock Hugoniots of perspex, polyethylene, magnesium
and glass, determined by flash radiography
Bericht 5/63, ISL, Saint-Louis 1963

<93> M. van Thiel (ed.)
Compendium on shock wave data
Lawrence Radiation Laboratory, UCRL 50108 (1966)

<94> S.P. Marsh (ed.)
LASL Shock Hugoniot Data
University of California Press, Berkeley 1980

<95> T.P. Liddiard, Jr.
The Compression of Polymethyl Methacrylate by Low Amplitude Shock Waves
in Proceedings "Fourth Symposium on Detonation", 214-221
U.S. Government Printing Office, Washington D.C. 1965

<96> W.J. Halpin and R.A. Graham
Shock Wave Compression of Plexiglas from 3 to 20 Kilobars
in Proceedings "Fourth Symposium on Detonation", 222-232
U.S. Government Printing Office, Washington D.C. 1965

<97> L.M. Barker and R.E. Hollenbach
J. Appl. Phys. 41, 4208 (1970)

<98> D.N. Schmidt and M.W. Evans
Nature 206, 1348 (1965)

<99> G. Rutha
Bestimmung der Hugoniot-Kurve von Plexiglas für Drücke im Kilobarbereich
Staatsexamensarbeit, Düsseldorf 1980

<100> W. Schaaffs und P. Krehl
Appl. Phys. 5, 183 (1974)

<101> A.L. Ruoff
J. Appl. Phys. 38, 4976 (1967)

<102> F.E. Prieto and C. Renero
J. Phys. Chem. Solids 37, 151 (1976)

<103> R.D. Dick
Bull. Am. Phys. Soc. 9, 547 (1964)

<104> R.D. Dick
J. Chem. Phys. 52, 6021 (1970)

<105> R.D. Dick
Bull. Am. Phys. Soc. 13, 579 (1968)

<106> R. Schall
Nobel Hefte 24, 188 (1958)

<107> R. Schall
Nobel Hefte 21, 1 (1955)

<108> R. Meyer
Explosivstoffe, 3. Aufl.
Verlag Chemie, Weinheim/Bergstr. 1973

<109> W.C. Davis, B.G. Craig, and J.B. Ramsay
Phys. Fluids 8, 2169 (1965)

<110> W.E. Deal
Phys. Fluids 1, 523 (1958)

<111> V.A. Veretennikov, A.N. Dremin, and K.K. Shvedov
FGV (Combustion, Explosion and Shock Waves) 1/3, 1 (1965)

<112> C. Brochet, H. Presles and R. Cheret
Detonation Characteristics of some Liquid Mixtures of Nitromethane and Chloroform or Bromoform
in Proceedings "Fifteenth Symposium (International) on Combustion", 29-40
The Combustion Institute, Pittsburgh, USA 1974

<113> H.N. Presles and C. Brochet
Induction Delay and Detonation Failure Diameter of Nitromethane Mixtures
in "Gasdynamics of Detonations and Explosions" (eds. J.R. Bower et al.)
Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 75, 1981

<114> C. Brochet and F. Fisson
Explosifs 4, 113 (1969)
<115> A.N. Dremin and P.F. Pokhil
Dokl. Akad. Nauk. SSR 128, 989 (1959)

VIII. Schlußbemerkungen

Diese Arbeit wurde am Physikalischen Institut I der Universität Düsseldorf angefertigt. Dem Leiter des Physikalischen Instuts I, Herrn Prof. Dr. G. Decker, danke ich für sein förderndes Interesse an der Arbeit und die Möglichkeit, die dazu notwendigen Experimente auf dem Versuchsgelände im Neandertal durchzuführen.

Für vielfältige Hilfen und zahlreiche Diskussionen danke ich den Herren Prof. Dr. H.-R. Kleinhanß, Dr. F. Müller, Dr. G. Kürbitz, F.W. Döring und G. Reiling. Ohne die Hilfe der Herren N. Hoffmann und A. Lamberty bei den technischen Vorbereitungen und der Durchführung wären die Experimente in dieser Form nicht durchführbar gewesen, beiden möchte ich dafür danken.

Ein Teil der Versuche wurde durch Sachmittel aus Forschungsaufträgen des Wissenschaftsministers des Landes Nordrhein-Westfalen unterstützt, dem ich dafür ebenso danke wie der Bergbau-Versuchsstrecke, Dortmund-Derne, und den Firmen MBB, Werk Schrobenhausen, und Dynamit Nobel AG für die Überlassung von Sprengstoffen.

Druck und Verarbeitung: copy shop, darmstadt, tel. 21353